



Etude et mise au point d'une portion de calorimetre a cristaux de bgo du detecteur L3 a LEP

H. Chakir

► To cite this version:

H. Chakir. Etude et mise au point d'une portion de calorimetre a cristaux de bgo du detecteur L3 a LEP. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1989. Français. NNT: . in2p3-00013371

HAL Id: in2p3-00013371

<https://theses.hal.science/in2p3-00013371>

Submitted on 27 May 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée

devant l'Université Claude Bernard Lyon-1

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT

par

Hamid CHAKIR

* * * * *

Etude et mise au point d'une portion de calorimètre
à cristaux de BGO du détecteur L3 à LEP.

Soutenue le 20 Janvier 1989 devant la Commission d'Examen

JURY

MM.	J.P.	BURQ
	J.	FAY
	M.J.	GAILLARD
	M.	QUERROU
	M.	SCHNEEGANS

Université Claude Bernard Lyon-1

. Président de l'Université	M. le Professeur P. ZECH
. 1er Vice-Président "Fédération Santé"	M. le Professeur L.M. PATRICOT
. 1er Vice-Président "Fédération Sciences"	M. le Professeur R. UZAN
. Président du Comité de Coordination des Etudes Médicales (CEM)	M. le Professeur P. ZECH
. Secrétaire Général	M. F. MARIANI

Fédération "Santé"

U.F.R. de Médecine GRANGE-BLANCHE	Directeur : Mme le Professeur H. PELLET
U.F.R. de Médecine ALEXIS-CARREL	Directeur : M. le Professeur EVREUX
U.F.R. de Médecine LYON-NORD	Directeur : Mme le Professeur A. PINET
U.F.R. de Médecine LYON-SUD	Directeur : M. le Professeur J. NORMAND
U.F.R. de PHARMACIE	Directeur : M. le Professeur C.A. BIZOLLON
U.F.R. d'ODONTOLOGIE	Directeur : M. le Professeur G. LABE
INSTITUT de TECHNIQUES de READAPTATION	Directeur : M. le Professeur M. EYSSETTE

DEPARTEMENTS "FEDERATION SANTE"

Département de BIOLOGIE HUMAINE	Directeur : M. le Professeur P.A. BRYON
Département d'INNOVATION et de COORDINATION PEDAGOGIQUE	Directeur : M. le Professeur G. LLORCA

Fédération "Sciences"

INSTITUT des SCIENCES de la MATIERE (I.S.M.)	Directeur : M. le Professeur E. ELBAZ
INSTITUT des SCIENCES de l'INGENIERIE et du DEVELOPPEMENT TECHNOLOGIQUES (I.S.I.D.T.)	Directeur : M. le Professeur G. FONTAINE
INSTITUT de CHIMIE et BIOLOGIE MOLECULAIRE et CELLULAIRE (I.C.B.M.C.)	Directeur : Mme A. VARAGNAT, Maître de Conférences
INSTITUT d'ANALYSE des SYSTEMES BIOLO- GIQUES et SOCIO-ECONOMIQUES (I.A.S.B.S.E.)	Directeur : M. le Professeur J.M. LEGAY
INSTITUT des SCIENCES de la TERRE, de l'OCEAN, de l'ATMOSPHERE, de l'ESPACE et de l'ENVIRONNEMENT (I.S.T.O.A.E.E.)	Directeur : M. le Professeur S. ELMI
U.F.R. des ACTIVITES PHYSIQUES et SPORTIVES (U.F.R.A.P.S.)	Directeur : M. le Professeur J. CAMY
I.U.T. - A	Directeur : M. le Professeur J. GIELLY
I.U.T. - B	Directeur : M. le Professeur J. PIVOT

DEPARTEMENTS "FEDERATION SCIENCES"

Département de 1er Cycle Pluridisciplinaire Sciences	Directeur : M. P. PONCET, Maître de Conférences
Départements de 2ème Cycle :	
.. Sciences de la Vie et de la Terre	Directeur : M. le Professeur J.P. BLANCHET
.. Sciences pour l'Ingénieur	Directeur : M. le Professeur P. BETHOUX
.. Sciences de l'Analyse et de la Matière	Directeur : M. le Professeur J.L. VIALLE

A mes Grands-Parents,

A mes Parents,

A mes Frères, mes Soeurs,

Résumé

Dans le cadre de la préparation de l'expérience L3 sur LEP au CERN, cette thèse présente une étude d'une portion du calorimètre électromagnétique formée de 100 cristaux de germanate de bismuth (B.G.O). La lumière de scintillation de chacun des cristaux est lue par des photodiodes de grande surface ($2 \times 1.5 \text{ cm}^2$).

L'électronique associée aux photodiodes est étudiée de façon détaillée depuis les pré-amplificateurs de charge (responsabilité spécifique du groupe de Lyon) jusqu'aux convertisseurs analogique-digital.

En particulier, le rapport signal sur bruit est discuté en relation avec les performances du détecteur à basse énergie. Le bruit électronique obtenu par cristal est de l'ordre de 1300 électrons, soit 1.5 MeV B.G.O. Il comporte une partie intrinsèque et une forte partie corrélée qui joue un rôle important à basse énergie dans la dégradation de la résolution en énergie.

L'ensemble des résultats obtenus a permis d'atteindre le stade final de la construction du calorimètre électromagnétique.

Abstract

This work is a study of a 10×10 BGO crystal matrix, a part of the electromagnetic calorimeter to be used for the L3 experiment on LEP at CERN. The scintillation light of each crystal is read out by large area photodiodes ($2 \times 1.5 \text{ cm}^2$).

The electronics associated with the photodiodes is studied in detail from the charge preamplifiers (designed and controled by Lyon group) to the analog-to-digital converters.

Special attention is paid to the performances of the detector at low energy, in particular the signal to noise ratio is discussed. The electronic noise produced per crystal is of the order of 1300 electrons per crystal, i.e. 1.5 MeV BGO. This electronic noise consists in an intrinsic part and in a large correlated one which is of importance in the degradation of the electromagnetic calorimeter resolution at low energy.

These results led to the final stage of designing the electromagnetic calorimeter.

Remerciements

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur E. Elbaz, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, pour son accueil dans le laboratoire.

Je tiens à remercier, tout particulièrement et très chaleureusement, Monsieur le Professeur J.P. Burq d'avoir bien voulu diriger cette thèse au sein du groupe des hautes énergies expérimentales et pour les conseils qu'il m'a prodigués.

Je remercie très sincèrement Monsieur J. Fay, Chargé de Recherches au C.N.R.S. pour l'aide et le soutien qu'il m'a apportés tout au long de ce travail.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur M. Schneegans, Directeur de Recherches au C.N.R.S. pour avoir bien voulu être membre du jury.

Messieurs M. Gaillard et M. Querrou ont bien voulu être rapporteurs de cette thèse. Je leur en suis profondément reconnaissant.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur B. Ille qui m'a fait largement bénéficier de son aide et de ses connaissances avec une aimabilité et une disponibilité jamais en défaut.

Je remercie Messieurs P. Antilogus, M. Chemarin, H. Elmamouni, P. Lebrun, J.P. Martin, pour leur aide et leurs conseils qu'ils m'ont prodigués à différentes étapes de la thèse.

Je salue ici le futur Docteur M. Elkacimi, avec qui j'ai travaillé dans un esprit de très sympathique camaraderie.

Je n'oublie pas les autres membres du Groupe, Messieurs G. Maurelli, M. Reynaud, N. Madjar, P. Sahuc, qui grâce à leur grande compétence nous ont permis de tenir les engagements pris.

Je remercie Monsieur M. Goyot et les membres du Service Microélectronique pour leur collaboration efficace.

Je remercie très chaleureusement et cordialement Madame C. Delorme-Falconet, avec qui j'ai eu le plaisir de travailler afin de contribuer à la mise en forme et à l'édition de cette thèse.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur M. Combe et Mademoiselles S. Florès, C. Mathieu, J. Roche qui ont participé à la mise en forme de ce mémoire.

Je remercie mes parents, mes frères et soeurs d'avoir accepté cette longue absence loin d'eux.

INTRODUCTION

Ce mémoire présente le travail que j'ai effectué au sein du groupe des hautes énergies expérimentales de Lyon dans le cadre de la préparation de l'expérience L3 sur le nouveau collisionneur $e^+ e^-$ LEP du CERN. Il a pour objet l'étude du calorimètre électromagnétique qui doit être opérationnel dès le début de 1989 et qui constitue une partie essentielle et originale du détecteur L3. Le volume de détection doit être suffisamment faible pour éviter une dimension prohibitive des sous détecteurs situés à l'extérieur de celui-ci. Aussi il est formé de cristaux de Germanate de Bismuth ($\text{Bi}_4 \text{Ge}_3 \text{O}_{12}$), matériau scintillateur très dense et de faible longueur de radiation permettant d'obtenir pour un faible volume de détection une excellente résolution en énergie.

Ce détecteur étant placé dans un champ magnétique (0.5 Tesla), l'emploi des photomultiplicateurs classiques est impossible. Le scintillateur utilisé doit pouvoir fournir une quantité de lumière suffisante pour pouvoir être collectée par des photodiodes de grandes surfaces (3cm^2), ces dernières ne sont pas perturbées par le champ magnétique et ont l'avantage d'être compactes.

Dans un premier chapitre les motivations théoriques des expériences au LEP sont présentées avec une introduction sur la théorie électrofaible et une discussion de quelques processus physiques mis en jeu lors de la première phase du LEP au voisinage de l'énergie de masse du Z^0 . L'accent est particulièrement mis sur la détection des photons et électrons sur laquelle l'expérience L3 est bien placée.

Dans un deuxième chapitre le contexte expérimental du LEP et de L3 est exposé en insistant sur le calorimètre électromagnétique et l'étude du développement des gerbes électromagnétiques.

Dans un troisième chapitre on présente une description du prototype expérimental formé d'une matrice de 10×10 cristaux de BGO testés en 1986 qui est une partie de la configuration finale de l'expérience L3. Le rapport signal sur bruit, est discuté avec les performances du détecteur à basse énergie, et en particulier le bruit électronique, comportant une partie intrinsèque et une partie corrélée, sont discutés en détail. Une autre partie du chapitre est consacrée à la corrélation des constantes de calibration obtenues d'une part en faisceau d'électrons et d'autre part à l'aide des rayons cosmiques.

Le quatrième chapitre complète cet exposé en montrant les caractéristiques et performances du détecteur final directement issues des tests avec la matrice. La description et le montage final de la partie centrale du calorimètre électromagnétique sont décrits.

Enfin, une conclusion résume les points essentiels évoqués dans cette étude.

S O M M A I R E

page

CHAPITRE I

QUELQUES ASPECTS DE LA PHYSIQUE DU Z^0

INTRODUCTION	7
I - La physique électrofaible au pôle Z^0	8
I-a- Phénoménologie de l'annihilation e^+e^-	9
I-b- La largeur du Z^0 , $\Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f})$	14
I-c- Corrections apportées à l'ordre zéro.	15
II - Les asymétries : $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}$	20
II-a- L'asymétrie avant-arrière: A_{FB}	20
II-c- L'asymétrie polarisée: A_{POL}	22
II-d- L'asymétrie droite-gauche: A_{LR}	23
III - Recherche des particules de Higgs.	24
III-a- $Z^0 \rightarrow H^0 + l^+l^-$	26
III-b- $Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma$	28
III-c- $\theta(t\bar{t}) \rightarrow H^0 + \gamma$	31
BIBLIOGRAPHIE	35

CHAPITRE II

LE PROJET LEP ET LE DETECTEUR L3

I - L'anneau de collision	42
I-a- Situation et fonctionnement	42
I-b- Injection	44
I-c- Energie accessible	45
II - Le détecteur L3	47
II-a- Aimant et tube de support	47
II-b- Chambre à muons	49

II-c- Calorimètre hadronique	53
i) Le tonneau	54
ii) Bouchons	56
iii) Filtre à muons	56
II-d- Chambre de vertex	57
II-e- Scintillateurs	60
II-f- Moniteur de luminosité	61
III - Le calorimètre électromagnétique	62
III-a- Description	62
III-b- Le Germanate de Bismuth (BGO)	65
III-c- Résolution en énergie	66
IV - Les propriétés des gerbes électromagnétiques	66
IV-a- Introduction	66
IV-b- Le développement de la gerbe	67
BIBLIOGRAPHIE	71

CHAPITRE III

TEST D'UNE PORTION DE CALORIMETRE SUR FAISCEAU D'ELECTRONS DE 2 A 50 GeV.

I - La matrice de BGO	77
I-1- Les cristaux de BGO	77
I-2- Les photodiodes	80
I-3- Les préamplificateurs de charge	83
I-3-a- Description	83
I-3-b- Test avant montage	83
i) Le dispositif expérimental	84
ii) Le mode de fonctionnement	87
iii) La calibration absolue	88
I-4- Amplification et lecture	92
I-4-a- Introduction	92
I-4-b- Le système ampli-intégrateur	93
I-4-c- Le convertisseur analogique digital (A.D.C)	94
II - Les tests en faisceau	95
II-1- Description de la ligne de faisceau	95
II-2- Dispositif expérimental	95

a) Les chambres à fils	97
b) Les compteurs Cerenkov à seuil	97
c) Déclenchement	98
d) Matrice test	98
III - Etude des piédestaux . Bruit électronique	100
III-1- Détermination des piédestaux	100
III-2- Etude du bruit électronique	101
III-3- Distribution des piédestaux sans faisceau	106
III-4- Distribution des piédestaux avec faisceau	107
III-5- Etude de la corrélation	114
III-6- Conclusion	119
IV - Constantes de calibration	120
IV-1- Détermination des constantes de calibration sur faisceau	120
IV-1-a- Influence de la température	120
IV-1-b- Détermination des constantes	121
IV-2- Détermination du taux de lumière au banc cosmique	123
IV-2-a- Dispositif expérimental	123
IV-2-b- Résultats	125
IV-3- Corrélation entre les constantes de calibration sur faisceau et les taux de lumière	127
IV-4- Corrélation entre les constantes de calibration sur faisceau à différentes énergies	133
BIBLIOGRAPHIE	137

CHAPITRE IV

TEST ET MONTAGE DES CARTES

DE PREAMPLIFICATEURS DE CHARGE

POUR LA PARTIE CENTRALE

DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE

I - Caractéristiques du détecteur	142
II - Performance des cartes de préamplificateurs	146
CONCLUSION	153

CHAPITRE I

QUELQUES ASPECTS DE LA PHYSIQUE DU Z^0

PLAN

INTRODUCTION	7
I - La physique électrofaible au pôle Z^0	8
I-a- Phénoménologie de l'annihilation e^+e^-	9
I-b- La largeur du Z^0 , $\Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f})$	14
I-c- Corrections apportées à l'ordre zéro.	15
II - Les asymétries : $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}$	20
II-a- L'asymétrie avant-arrière: A_{FB}	20
II-c- L'asymétrie polarisée: A_{POL}	22
II-d- L'asymétrie droite-gauche: A_{LR}	23
III - Recherche des particules de Higgs.	24
III-a- $Z^0 \rightarrow H^0 + l^+l^-$	26
III-b- $Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma$	28
III-c- $\theta(t\bar{t}) \rightarrow H^0 + \gamma$	31
BIBLIOGRAPHIE	35

INTRODUCTION

La théorie électrofaible fut édifée par Abdus Salam, Sheldon Glashow et Steven Weinberg avec des contributions importantes d'autres chercheurs. Cette théorie que l'on peut considérer aujourd'hui comme la description " Standard " des interactions électromagnétique et faible, permet les premières prévisions spécifiques et vérifiables des propriétés des bosons vecteurs intermédiaires, y compris leurs masses et leurs charges électriques.

L'idée centrale de la théorie standard est que les interactions électromagnétique et faible sont toutes deux issues d'une propriété unique et plus fondamentale de la nature. On réalise cette unification théorique en regroupant le photon et les bosons vecteurs dans une même famille de quatre particules.

On sait écrire les densités de Lagrangien des fermions libres (leptons et quarks) sachant que les équations de Lagrange correspondantes doivent être des équations de Dirac. Si on postule l'invariance de jauge locale associée au groupe $SU(2)_L \times U(1)$, on doit introduire des termes supplémentaires faisant apparaître 4 champs vectoriels (Bosons vecteurs) couplés aux courants des fermions et tous les quanta (fermions et bosons) de ces champs doivent être de masse nulle (ce qui est incompatible avec les observations expérimentales).

Pour supprimer cette incompatibilité, on introduit un doublet d'isospin faible constitué de deux champs scalaires complexes (4 champs réels de Higgs) dont la dynamique est régie par un lagrangien invariant de jauge locale, mais conduisant à un état d'énergie minimum (le vide) par lequel la symétrie initiale est partiellement brisée.

Pour un développement perturbatif au voisinage de ce vide, la symétrie paraît spontanément brisée. Trois des bosons vecteurs W^+ , Z^0 , W^- acquièrent une masse en même temps que trois bosons des champs de Higgs disparaissent complètement du développement. Le quatrième boson encore de masse nulle est le Photon. Le quatrième champ de Higgs survivant est associé à un boson dit de Higgs dont la masse demeure indéterminée.

Le même mécanisme de brisure apparente de la symétrie au voisinage du vide permet d'attribuer une masse aux fermions de matière.

L'objet de cette étude est la discussion de quelques processus physiques qui apparaissent au nouvel accélérateur e^+e^- (LEP) à une énergie telle que l'annihilation e^+e^- devient une source intense de bosons Z^0 , le taux de production étant de l'ordre de 10^6 par an dans les conditions de l'expérience LEP avec une luminosité :

$$L = 10^{31} cm^{-2} . s^{-1}$$

Je passerai en revue les points importants de la physique du Z^0 ainsi que certains de ces modes de désintégration qui mettent plus particulièrement en jeu la détection des photons et des électrons, domaine que L3 a cherché à privilégier.

I- La physique électrofaible au pôle Z^0

Dans le modèle standard $SU(2) \times U(1)$, les interactions électrofaibles sont décrites par le Lagrangien d'interaction suivant [1] :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{int}} = & e J_{em}^\mu A_\mu + \frac{e}{2\sqrt{2} \sin \theta_w} (J_+^\mu W_\mu^- + J_-^\mu W_\mu^+) \\ & + \frac{e}{2 \cos \theta_w \sin \theta_w} J_{nc}^\mu Z_\mu \end{aligned} \quad (I-1)$$

où le premier terme décrit les interactions électromagnétiques (em), le second les courants chargés (cc), le dernier le courant non chargé (nc).

Le courant électromagnétique s'écrit :

$$J_{em}^\mu = \sum_f Q_f \bar{f} \gamma^\mu f \quad (I-2)$$

$$Q_f = \begin{cases} -1, & \text{leptons chargés} \\ +2/3, & \text{quarks u c t} \\ -1/3, & \text{quarks d s b} \end{cases}$$

le courant chargé :

$$J_+^\mu = (\bar{\nu}_e \ \bar{\nu}_\mu \ \bar{\nu}_\tau) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} + (\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t}) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) V_{KM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (I-3)$$

$$J_-^\mu = (J_+^\mu)^+ \quad (I-4)$$

où V_{KM} est la matrice de mélange de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa [2].

le courant neutre :

$$J_{nc}^\mu = 2 (J_3^\mu - \sin^2 \theta_w J_{em}^\mu) \quad (I-5)$$

Ce dernier a les propriétés des transformations du vecteur axial et vectoriel. Explicitement, on peut écrire l'équation(I-5) :

$$J_{nc}^\mu = 2 \sum_f \bar{f} (V_f \gamma^\mu + A_f \gamma^\mu \gamma_5) f \quad (I-6)$$

où V_f décrivant le couplage vectoriel du fermion avec le Z^0 et A_f le couplage axial s'écrivent [3] :

$$V_f = 2T_3^f - 4Q_f \sin^2 \theta_w$$

$$A_f = 2T_3^f$$

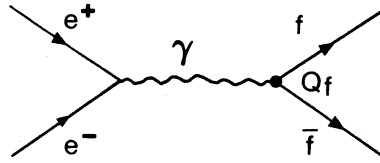
où $:(T_3)^f$ est la troisième composante de l'isospin c'est à dire :

1/2 pour les neutrinos, les quarks u, c, t

-1/2 pour les leptons chargés, les quarks d, s, b

I-a- Phénoménologie de l'annihilation e^+e^-

Au premier ordre, toute la physique de l'annihilation e^+e^- à une énergie faible par rapport à la masse du Z^0 est décrite par le processus :



où f est un fermion ponctuel, que ce soit un lepton chargé (e^- , μ^- , τ^-) ou un quark q .

lorsque $s \gg 4m_f^2$, la section efficace pour le processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ prend la forme simple :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = \sigma_{\text{point}} Q_f^2$$

$$= \frac{4\pi\alpha^2}{3s} Q_f^2$$

$$= \frac{87 \text{ nb}}{s(\text{GeV})^2} Q_f^2$$

où Q_f est la charge du fermion exprimée en unité de charge élémentaire.

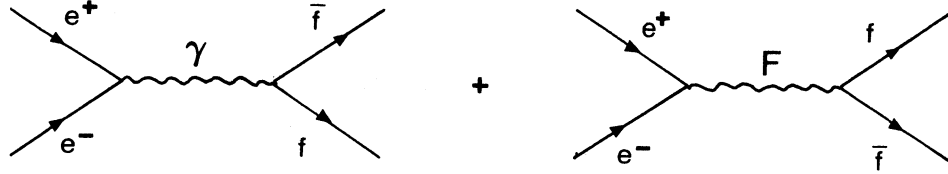
La section efficace totale d'annihilation s'écrit donc :

$$\sigma_{\text{annihilation}}(e^+e^- \rightarrow X) = \sigma_{\text{point}} \left(3 \sum_q Q_q^2 + \sum_l Q_l^2 \right)$$

où chaque quark contribue sous la forme de trois états de couleur. Si N_l est le nombre de leptons chargés, on aura :

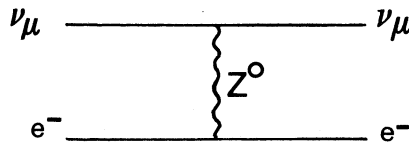
$$R_{\text{annihilation}} = \frac{\sigma_{\text{annihil}}(e^+e^- \rightarrow X)}{\sigma_{\text{point}}} = 3 \sum_q Q_q^2 + N_l$$

A plus haute énergie, le courant faible neutre va contribuer de manière significative aux sections efficaces. Pour le processus élémentaire $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, où f désigne maintenant n'importe quel quark ou lepton, on aura :



$$\sigma_f \approx |F + \gamma|^2$$

L'amplitude F est non nulle, car le processus $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ qui comporte les mêmes couplages du courant neutre à une paire e^+e^- a été mesuré [4].



Cette réaction, avec celles (inélastiques) sur le nucléon où la statistique expérimentale est bien meilleure, ne montre aucune dépendance en fonction de l'énergie autre que celle prédite par une interaction ponctuelle du type de Fermi.

Le calcul de la section efficace différentielle s'établit selon la formule suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2} \frac{|p_f|}{|p_i|} |T_{fi}|^2 \quad (I-7)$$

En négligeant la masse de l'électron par rapport à l'énergie disponible dans le centre de masse,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2} \sqrt{1 - \frac{4M_f^2}{s}} |T_{fi}|^2 \quad (I-8)$$

où \sqrt{s} est l'énergie disponible dans le centre de masse, ici confondu avec le laboratoire, $\sqrt{s} = 2E_e$, E_e étant l'énergie de chaque faisceau, M_f la masse du fermion, $p_{f,i}$ les impulsions dans l'état final et initial et T_{fi} l'élément de la matrice entre l'état initial et final.

$$T_{fi} = T_\gamma + T_{Z^0}$$

$$T_\gamma = -\frac{e^2}{s} (\bar{f}\gamma^\mu f)(\bar{e}\gamma_\mu e)$$

$$T_{Z^0} = -\frac{e^2}{16\cos^2\theta_w \sin^2\theta_w} (\bar{f}\gamma^\nu (V_f - A_f\gamma^5)f) G_{\nu\alpha} (\bar{e}\gamma^\alpha (V_e - A_e\gamma^5)e)$$

où $G_{\nu\alpha}$ est le propagateur du Z^0 , de masse M_Z et de largeur Γ_Z .

$$G_{\nu\alpha} = \left(\frac{g_{\nu\alpha} - q_\nu q_\alpha}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} \right)$$

La section efficace différentielle s'obtient en sommant sur les spins des fermions de l'état final de l'expression $|T_{fi}|^2$. A l'ordre 0, c'est à dire sans tenir compte ni des corrections radiatives ni des corrections relatives aux masses des fermions produits (§ I-c), elle s'écrit [5] :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\pi C_f \alpha^2}{2s} (C_1(1 + \cos^2\theta) + C_2 \cos\theta) \quad (I-9)$$

où θ est l'angle entre le fermion sortant (f) et le faisceau d'électrons.

C_f est le facteur de couleur et vaut respectivement :

$$C_f = \begin{cases} 1, \text{ leptons} \\ 3, \text{ quarks} \end{cases}$$

$$C_1 = Q_f^2 - 2V_e V_f Q_f \chi_1 + \chi_2 (V_f^2 + A_f^2)(V_e^2 + A_e^2)$$

$$C_2 = -4\chi_1 Q_f A_f A_e + 8\chi_2 V_e V_f A_e A_f$$

$$\chi_1 = \text{Re}(\chi(s)), \chi_2 = |\chi(s)|^2$$

avec :

$$\chi(s) = \frac{1}{16 \cos^2 \theta_w \sin^2 \theta_w} \frac{s}{s - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z}$$

$$\begin{aligned} \chi_1 = \text{Re}(\chi(s)) &= \frac{1}{16 \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w} \text{Re} \left(\frac{s(s - M_Z^2) - i s \Gamma_Z M_Z}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2} \right) \\ &= \frac{1}{4 \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w} \frac{s(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \chi_2 = |\chi(s)|^2 &= \frac{s^2}{16^2 \sin^4 \theta_w \cos^4 \theta_w} \frac{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2}{((s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2)^2} \\ &= \frac{s^2}{16^2 \sin^4 \theta_w \cos^4 \theta_w} \frac{1}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2} \end{aligned}$$

La section efficace differentielle totale s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\cos \theta} &= \frac{\pi \alpha^2 C_f Q_f^2 (1 + \cos^2 \theta)}{2s} \\ &+ \frac{\pi \alpha^2 C_f Q_f}{16 \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w} \frac{s - M_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2} (V_e V_f (1 + \cos^2 \theta) + 2A_e A_f \cos \theta) \\ &+ \frac{\pi \alpha^2 C_f s}{16 \times 32 \times \sin^4 \theta_w \cos^4 \theta_w} \frac{1}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2} \times \\ &\left[(V_f^2 + A_f^2)(A_e^2 + V_e^2)(1 + \cos^2 \theta) + 8V_e A_e V_f A_f \cos \theta \right] \end{aligned} \quad (I - 10)$$

Il apparait dans la section efficace différentielle totale trois termes distincts provenant respectivement de la contribution purement QED (terme en Q_f^2), de l'interférence entre le courant faible Z^0 et le courant électromagnétique γ (terme en $Q_f(s - M_Z^2)$), et enfin, de la contribution purement faible (terme en s).

En intégrant sur tout l'angle solide la relation I-9, la section efficace s'écrit :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} C_f C_1 \simeq \frac{87 \text{ nb}}{s} C_f C_1 \quad (I - 11)$$

La section efficace, (toujours à l'ordre 0 et en supposant que le seuil $t\bar{t}$ se trouve au dessus de la masse du Z^0), présente un pic important (**figure I-1**) caractéristique d'une résonance et expliquant le fort taux de production de Z^0 qu'atteindra le LEP.

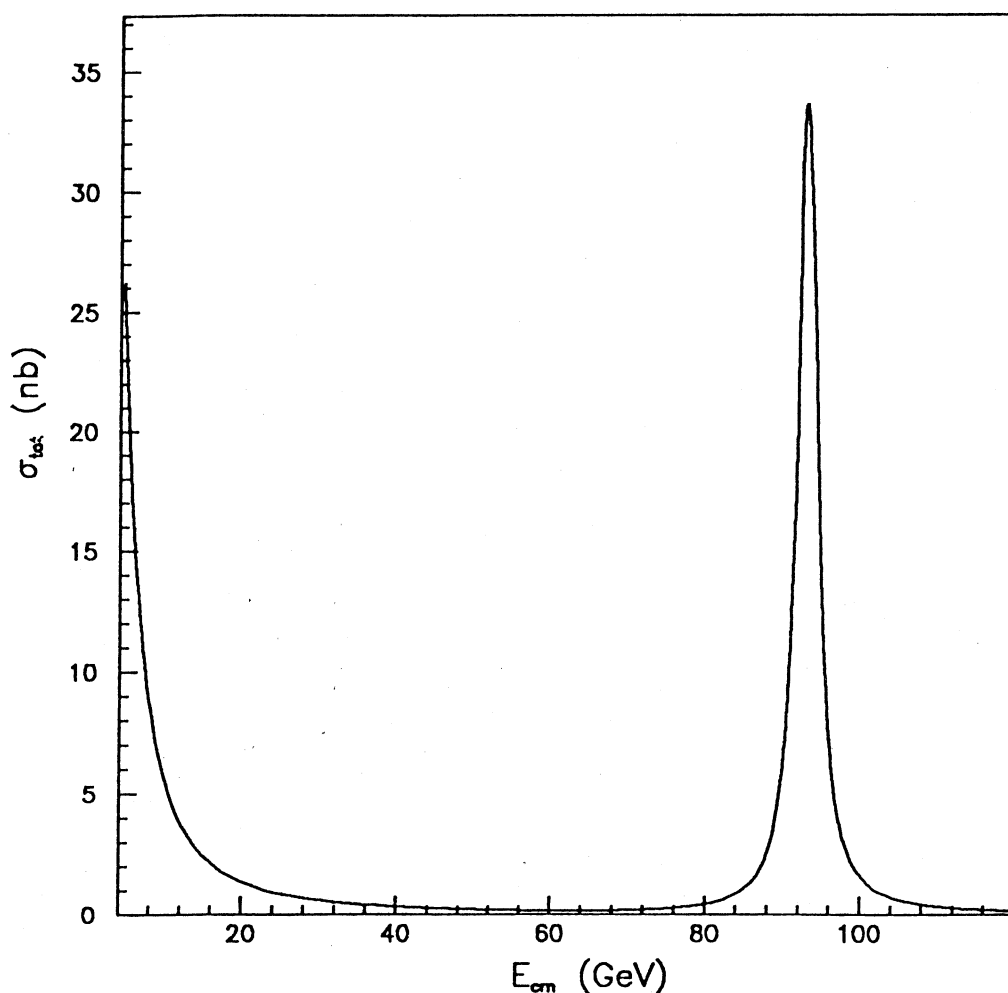


Figure I-1 : Section efficace totale en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse

Au pôle Z^0 , $\sqrt{s} = M_Z$, le terme provenant de l'interférence électromagnétique et faible disparaît et :

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow f \bar{f}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} C_f \left[Q_f^2 + \frac{(V_f^2 + A_f^2)(V_e^2 + A_e^2)}{16 \sin^4 \theta_w \cos^4 \theta_w} \frac{M_Z^2}{\Gamma_Z^2} \right] \quad (I - 12)$$

et le rapport des contributions faible et électromagnétique devient

$$\frac{\sigma_{nc}}{\sigma_{em}} \simeq 10^3$$

I-b- La largeur du Z^0 , $\Gamma(Z^0 \rightarrow f \bar{f})$

A partir du Lagrangien \mathcal{L}_{int} (relation I-1) et de la forme explicite du courant neutre J_{nc}^μ , la largeur partielle du Z^0 dans la paire fermions-antifermions s'écrit [1] :

$$\begin{aligned} \Gamma(Z^0 \rightarrow f \bar{f}) &= \frac{e^2 M_Z}{16 \times 12 \pi \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w} C_f (V_f^2 + A_f^2) \\ &= \frac{\sqrt{2}}{48 \pi} G_F M_Z^3 C_f (V_f^2 + A_f^2) \end{aligned} \quad (I - 13)$$

Où : G_F est la constante de couplage de Fermi (1.166×10^{-5}) GeV^{-2} .

V_f et A_f désignent les couplages vectoriel et axial.

Introduisons Γ_0 définie par :

$$\Gamma_0 = \frac{G_F M_Z^3}{24\sqrt{2} \pi} \simeq 85 \text{ MeV} \quad (I - 14)$$

En utilisant l'équation (I-13), avec $M_Z = 92 \text{ GeV}$ et $\sin^2 \theta_w = 0.23$, les largeurs relatives pour les différents modes de désintégration du Z^0 deviennent :

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) = 2 \Gamma_0$$

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow e^+ e^-) = (1 + (1 - 4 \sin^2 \theta_w)^2) \Gamma_0 \simeq 1.01 \Gamma_0$$

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow u \bar{u}) = 3(1 + (1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_w)^2) \Gamma_0 \simeq 3.45 \Gamma_0$$

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow d\bar{d}) = 3 \left(1 + \left(1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w\right)^2\right) \Gamma_0 \simeq 4.44 \Gamma_0$$

Les largeurs partielles (par type de particules) sont résumées dans le tableau ci-dessous :

$Z^0 \rightarrow f\bar{f}$	Largeur partielle (MeV)
$\nu_e \bar{\nu}_e, \nu_\mu \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$	170 MeV
$e^+ e^-, \mu^+ \mu^-, \tau^+ \tau^-$	86 MeV
$u\bar{u}, c\bar{c}$	293 MeV
$d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b}$	377 MeV

Pour ces trois familles de quarks et leptons, excepté le quark top.

$$\Gamma_{Total} = (2485 \pm 233 \pm 26) \text{ MeV} \quad (I - 15)$$

Les erreurs proviennent respectivement de celles sur les valeurs de M_Z (2.9 GeV) et de $\sin^2 \theta_w$ (0.01).

I-c- Les corrections apportées à l'ordre zéro

Puisque les erreurs sur les mesures effectuées au LEP sur la masse et la largeur du Z^0 devraient être inférieures à 20 MeV (la résolution en énergie du faisceau $\frac{\Delta E}{E} = 10^{-4}$ a une contribution négligeable) [6], il est important de s'assurer de la précision des relations théoriques déduites du Modèle Standard. Pour cela, il est nécessaire de tenir compte de toutes les corrections radiatives venant perturber l'ordre 0 [7]. Elles sont étudiées depuis environ une dizaine d'années et ont fait l'objet d'une abondante littérature (références citées dans [7]).

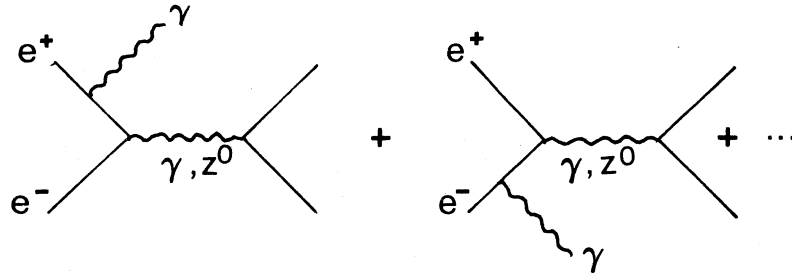
On peut schématiquement les diviser en trois groupes : les corrections QED faisant intervenir des photons supplémentaires, les corrections électrofaibles non QED tenant compte

de la self énergie du Z^0 et du γ enfin les corrections fortes pour lesquelles on doit tenir compte de la possibilité pour les états finals $q\bar{q}$ de comporter des gluons virtuels ou réels.

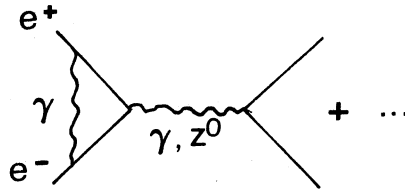
i) corrections radiatives QED.

Les diagrammes suivants (schématisés au premier ordre) doivent être étudiés :

radiation dans l'état initial



correction de vertex

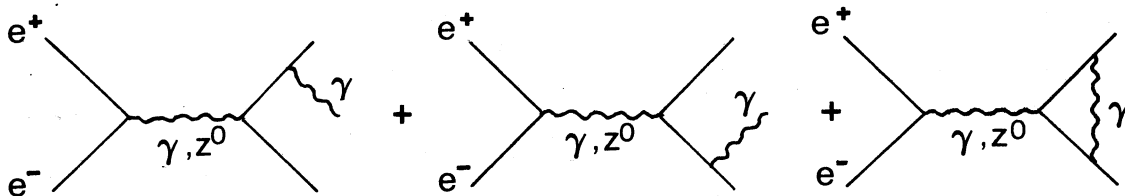


Leur effet est de diminuer l'énergie effective dans le centre de masse.

Ce sont les principaux responsables du déplacement du pic de la résonance et des distorsions de sa forme.

Les corrections virtuelles ont un effet décroissant très rapidement avec l'ordre de calcul et deviennent négligeables dès le second ordre. Les termes réels sont dominants ("leading log") mais il existe une technique (exponentiation) permettant d'en tenir compte à tout ordre. L'effet des corrections est représenté dans la **figure I-2**.

radiation dans l'état final



Ces corrections ne changent pas l'énergie du centre de masse et leur effet global sur la section efficace est un facteur voisin de l'unité $1 + \frac{3\alpha Q_f^2}{4\pi} \simeq 1.002$.

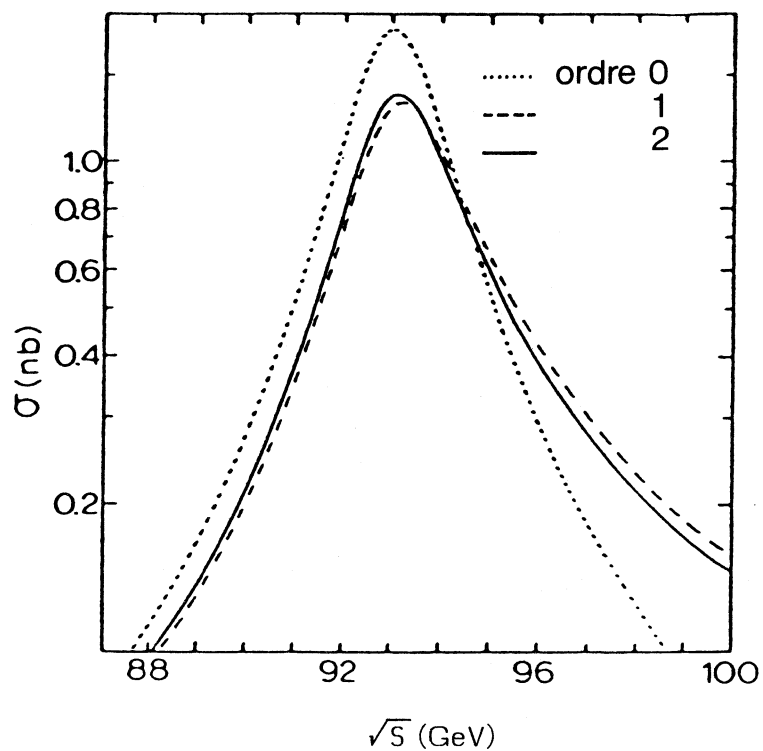
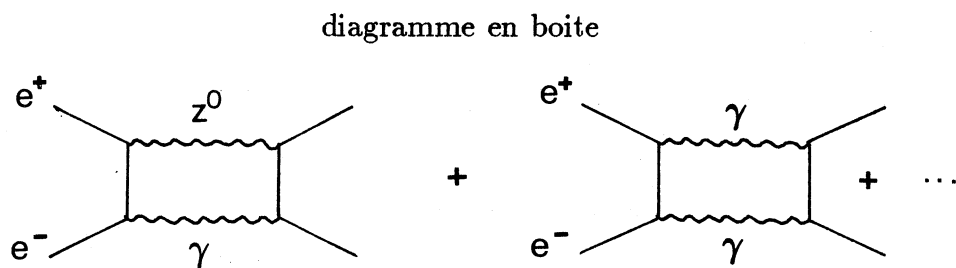


Figure I-2 : Effet des corrections radiatives pour la section efficace totale $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ [ref 8].

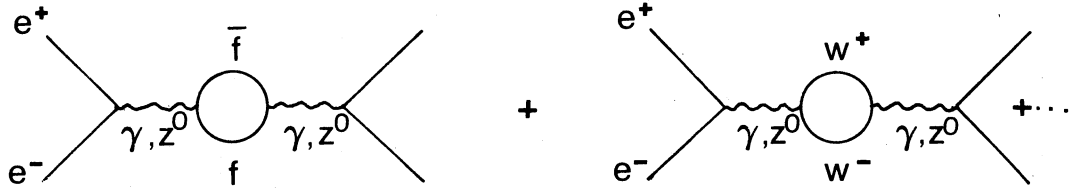


Ces derniers sont négligés dans le calcul car leur effet est trop faible.

ii) Corrections radiatives non QED

Elles tiennent essentiellement compte des diagrammes de self énergie (souvent appelés

diagramme en boucle) suivants :

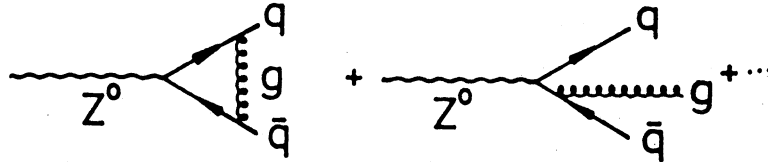


Les effets de ces corrections sont très intéressants car ils permettent de prendre en compte l'influence de particules de masse trop élevée pour pouvoir être produites directement (pour LEP 100 on pense bien sûr au W mais aussi essentiellement au top et au(x) Higgs). Il est aussi théoriquement possible, à travers elles, de signaler des écarts par rapport au Modèle-Standard et d'atteindre ainsi une nouvelle physique. Elles ont été étudiées intensivement [9], [10], [11].

Cependant leur effet global est faible : la position du pic n'est pas déplacée, la variation sur la largeur de la résonance est seulement de l'ordre de 5 MeV et sur la section efficace de 0.5%. Il semble donc bien peu probable de pouvoir les utiliser pour atteindre des prédictions solides.

iii) Corrections fortes (QCD)

Les diagrammes à considérer sont les suivants (au premier ordre) :



Leur effet est de multiplier les taux de production des quarks par un facteur

$$R = 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 (1.98 - 0.115 n_f)$$

où α_s doit être évalué pour $Q^2 = M_Z^2$ et n_f est le nombre de saveurs disponibles.

$R = 1.04 \pm 0.01$ que le quark Q ait une masse inférieure ou supérieure à celle du $\frac{Z^0}{2}$.

Un deuxième effet est à prendre en compte si certain quark Q (t ou b') possède une masse peu inférieure à $\frac{M_Z}{2}$. En effet la masse des fermions produits a été négligée dans tout ce qui précède.

La masse du quark Q entre cinématiquement dans l'expression de la largeur partielle par l'intermédiaire du facteur β dû à l'espace de phase plus limité :

$$\beta = \left(1 - 4 \frac{M_Q^2}{M_Z^2}\right)^{1/2} \quad (I - 16)$$

Cet effet est différent sur la contribution axiale et vectorielle et la largeur partielle pour un quark lourd s'écrit :

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow Q\bar{Q}) = \frac{\sqrt{2} G_F}{\pi} R M_Z^3 \left(V_Q^2 \beta \frac{(3 - \beta^2)}{2} + A_Q^2 \beta^3 \right) \quad (I - 17)$$

L'influence des corrections de masse (**figure I-3**) est tout à fait négligeable pour les quarks connus (y compris le b) mais d'une grande importance pour le quark t s'il devait avoir une masse inférieure à celle du $\frac{Z^0}{2}$ puisque la limite inférieure actuelle est $m_t > 40 \text{ GeV}$ [12].

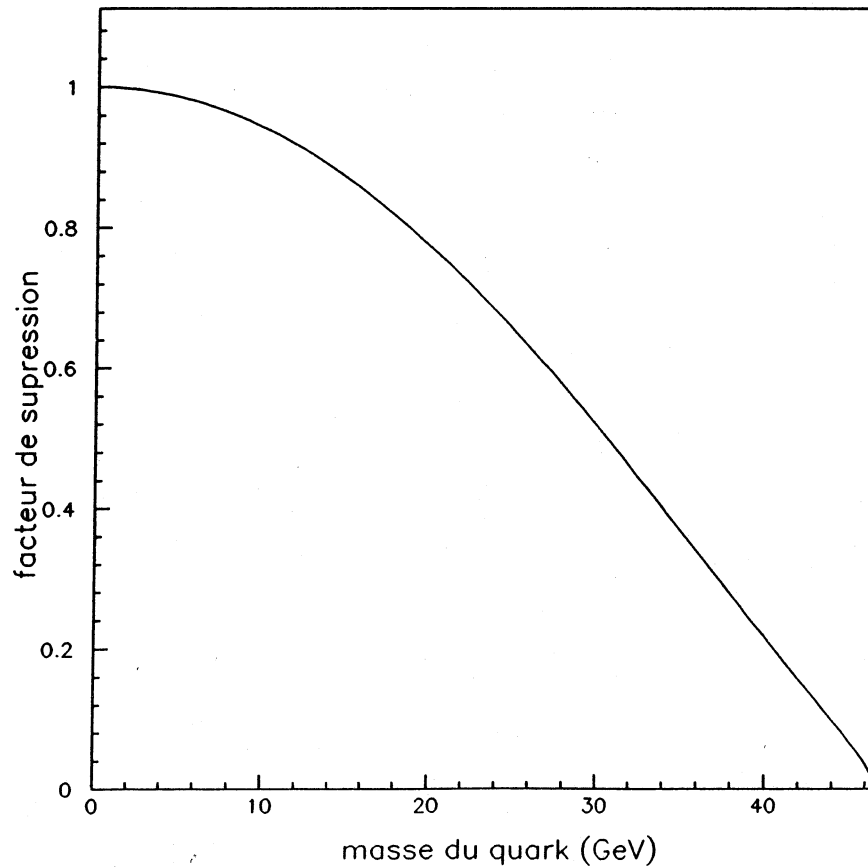


Figure I-3 : Facteur de suppression en fonction de la masse du quark

II- Les asymétries :

Outre la masse et la largeur du Z^0 , un paramètre fondamental du modèle Standard est l'angle de Weinberg θ_w dont la connaissance actuelle est assez médiocre : $\sin^2 \theta_w = 0.23 \pm 0.01$. Des mesures précises des asymétries au Z^0 devraient permettre une mesure directe et plus précise de ce paramètre.

II-a- L'asymétrie avant-arrière

L'asymétrie A_{FB} est la différence entre le nombre de fermions produits à l'avant ($0 < \cos \theta < 1$) et le nombre de fermions émis à l'arrière ($-1 < \cos \theta < 0$), normalisée au nombre total produit, où θ est l'angle que fait le fermion avec le faisceau d'électrons.

Elle résulte de la présence du terme linéaire en $\cos \theta$ dans l'expression de la section efficace $\frac{d\sigma}{d\cos \theta}$ (relation I-10).

Soit N_F le nombre de fermions émis sur l'avant, c'est à dire tels que ($0 < \cos \theta < 1$)

$$N_F = \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos \theta} d\cos \theta$$

et N_B le nombre de fermions f émis sur l'arrière, c'est à dire tels que ($-1 < \cos \theta < 0$)

$$N_B = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos \theta} d\cos \theta$$

On a donc :

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} \quad (I - 18)$$

De l'équation (I-9), il résulte immédiatement qu'à l'ordre zéro,

$$A_{FB} = \frac{3}{8} \frac{C_2}{C_1} \quad (I - 19)$$

Au pôle Z^0 , on obtient :

$$A_{FB} = \frac{3V_e A_e V_f A_f}{(V_e^2 + A_e^2)(V_f^2 + A_f^2)} \quad (I - 20)$$

Si l'on introduit

$$\eta_f = \frac{2V_f A_f}{V_f^2 + A_f^2} \quad (I - 21)$$

on obtient,

$$A_{FB} = \frac{3}{4} \eta_e \eta_f \quad (I - 22)$$

Si l'on s'intéresse aux états finals $\mu^+ \mu^-$ (pour lesquels la mesure des asymétries sera sans doute le plus facile),

$$A_{FB} = \frac{3(1 - 4 \sin^2 \theta_w)}{4(1 - 4 \sin^2 \theta_w + 8 \sin^4 \theta_w)^2} \quad (I - 23)$$

La figure I-4 illustre la variation de l'asymétrie en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

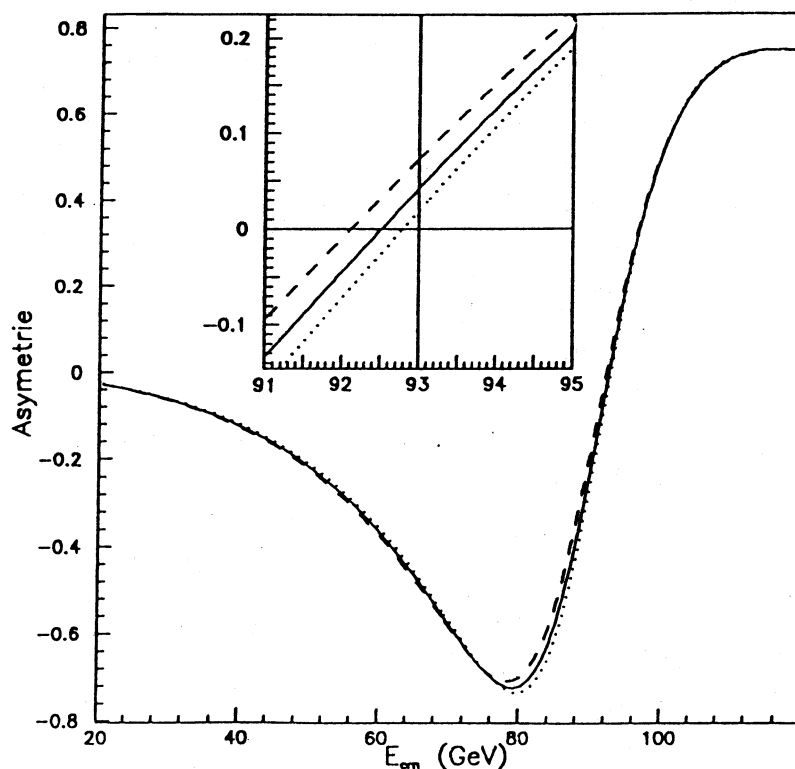


Figure I.4 : Asymétrie avant-arrière pour l'état final $\mu^+ \mu^-$ calculée à l'ordre zéro et pour différentes valeurs de $\sin^2 \theta_w$ (tireté 0.21, plein 0.22, pointillé 0.23). En insert, les valeurs de A_{FB} au voisinage de la masse du Z^0

En prenant toujours $\sin^2 \theta_w = 0.23$,

$$A_{FB} = 0.02 \text{ et } \frac{dA_{FB}}{A_{FB}} \simeq -23 \frac{d \sin^2 \theta_w}{\sin^2 \theta_w}$$

Il faut noter que des études récentes [13] ont montré l'intérêt de faire cette étude aussi avec les quarks b. En effet $\eta_b = 0.94$ au lieu de $\eta_\mu = 0.17$ et l'effet à mesurer est beaucoup plus grand :

$$A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.11$$

Cependant la mesure sera plus difficile car, outre le fait qu'il faudra reconnaître un jet provenant du b de celui provenant du \bar{b} , un bruit de fond non négligeable dû aux quarks charmés est à attendre.

Notons que toutes les corrections dont nous avons fait état dans le paragraphe I-c sont à considérer ici. Leur effet est de diminuer encore la valeur de A_{FB} [14].

Une étude très fine sur une grande statistique sera donc nécessaire pour effectuer cette mesure.

II-b- L'asymétrie polarisée : A_{pol} .

Même en l'absence de polarisation des faisceaux incidents, le Z^0 est polarisé de même que ses produits de décroissance.

En pratique, la mesure la plus aisée est celle du lepton τ dans sa désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu$ [15].

La distribution en énergie du π a la forme suivante :

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dE_\pi} = \frac{1}{\sqrt{s}} \left(1 - P_\tau \frac{2E_\pi - \sqrt{s}}{\sqrt{s}} \right) \quad (I - 24)$$

où P_τ est la polarisation du τ dont la valeur au pic et en l'absence de polarisation des faisceaux incidents est approximativement :

$$P_\tau \simeq A_{pol}^\tau + A_{pol}^e \frac{2 \cos \theta}{1 + \cos^2 \theta} \quad (I - 25)$$

avec θ l'angle entre le τ et l'axe du faisceau.

$$A_{pol} = \frac{\sigma(f_L) - \sigma(f_R)}{\sigma(f_L) + \sigma(f_R)} \quad (I - 26)$$

Où $\sigma(f_L)$ et $\sigma(f_R)$ sont les sections efficaces de production du fermion f avec une hélicité droite, gauche.

$$A_{pol}^{\tau} = A_{pol}^e = \frac{2V_e A_e}{V_e^2 + A_e^2} \quad (I - 27)$$

En introduisant à nouveau η défini dans la relation (I-21).

$$A_{pol}^f = \eta_f$$

La valeur à mesurer est plus grande que pour l'asymétrie droite-gauche (rappelons que $A_{FB}^f = \frac{3}{4}\eta_e\eta_f$ avec $\eta_e \simeq 0.16$) et la précision obtenue sur $\sin^2 \theta_w$ peut être meilleure (Tableau I-1). Cependant la mesure elle même est plus difficile à effectuer, le résultat dépendant de la précision sur la mesure de l'énergie des pions.

$\sin^2 \theta_w$	A_{FB}^{Born}	A_{POL}^{Born}
0.22	0.042	0.236
0.23	0.019	0.158
0.24	0.005	0.080

Tableau I-1

II-c- L'asymétrie droite-gauche A_{LR}

Dans le cas où il est possible de polariser les électrons incidents, l'étude de la réaction $e_{L,R}^- + e^+ \rightarrow X$ permet d'étudier l'asymétrie droite-gauche définie par :

$$A_{LR} = \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R} = 2P_e \frac{A_e V_e}{A_e^2 + V_e^2} = 2P_e \eta_e \quad (I - 28)$$

où $\sigma_{L,R}$ sont les sections efficaces totales mesurées avec des électrons polarisés respectivement gauche et droit.

P_e est la polarisation longitudinale des électrons.

Tous les états finals peuvent être utilisés pour cette mesure améliorant beaucoup la statistique. Par contre une mesure précise de la polarisation P_e est requise.

La polarisation à LEP est encore à l'étude [16], aussi n'entrerons nous pas plus dans les détails.

III-Recherche des particules de Higgs

Comme nous l'avons déjà signalé, une des prédictions majeures du Modèle Standard est celle de l'existence d'au moins un boson scalaire neutre de Higgs : dans le modèle minimal, la brisure de symétrie de $SU(2) \times U(1)$ est faite par un champ doublet de $SU(2)$ complexe, donc correspondant à 4 champs réels. Trois d'entre eux sont intégrés par le W^\pm et Z^0 pour leur permettre d'acquérir leur masse. Un champ neutre subsiste correspondant au boson de Higgs H^0 . Il existe des modèles plus compliqués : par exemple le modèle supersymétrique qui suppose l'existence de 2 doublets complexes soit 8-3 bosons de Higgs c'est à dire 3 neutres plus une paire $H^+ H^-$.

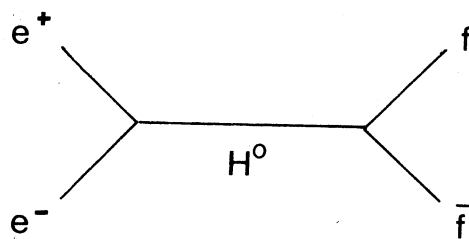
En tout état de cause, jusqu'à maintenant, toutes les recherches expérimentales de telles particules se sont révélées vaines et la seule limite sur la masse provient de la recherche de désintégrations du Υ en $H^0 + \gamma$: $m_H > 5.4 GeV/c^2$ [17].

Dans le cas du modèle minimal, les couplages du boson de Higgs ne sont fonction que des masses des particules produites.

$$g_{Hf\bar{f}} = 2^{1/4} \sqrt{G_F} m_f$$

$$g_{HW^+W^-} = 2^{5/4} \sqrt{G_F} m_W^2$$

Le couplage $g_{f\bar{f}H}$ proportionnel à m_f exclut la possibilité de voir des effets de H^0 virtuels, comme par exemple :



Pour étudier le H^0 , il faut donc mettre en jeu des couplages aux quarks lourds ou aux bosons W^+W^- , Z^0 .

Nous n'allons pas envisager ici tous les cas, mais seulement ceux susceptibles de donner une indication claire de H^0 : par exemple celui où le H^0 peut être détecté par masse manquante (figure I-5), et où ses désintégrations peuvent être étudiées afin de tester la prédiction du couplage aux fermions les plus lourds [19].

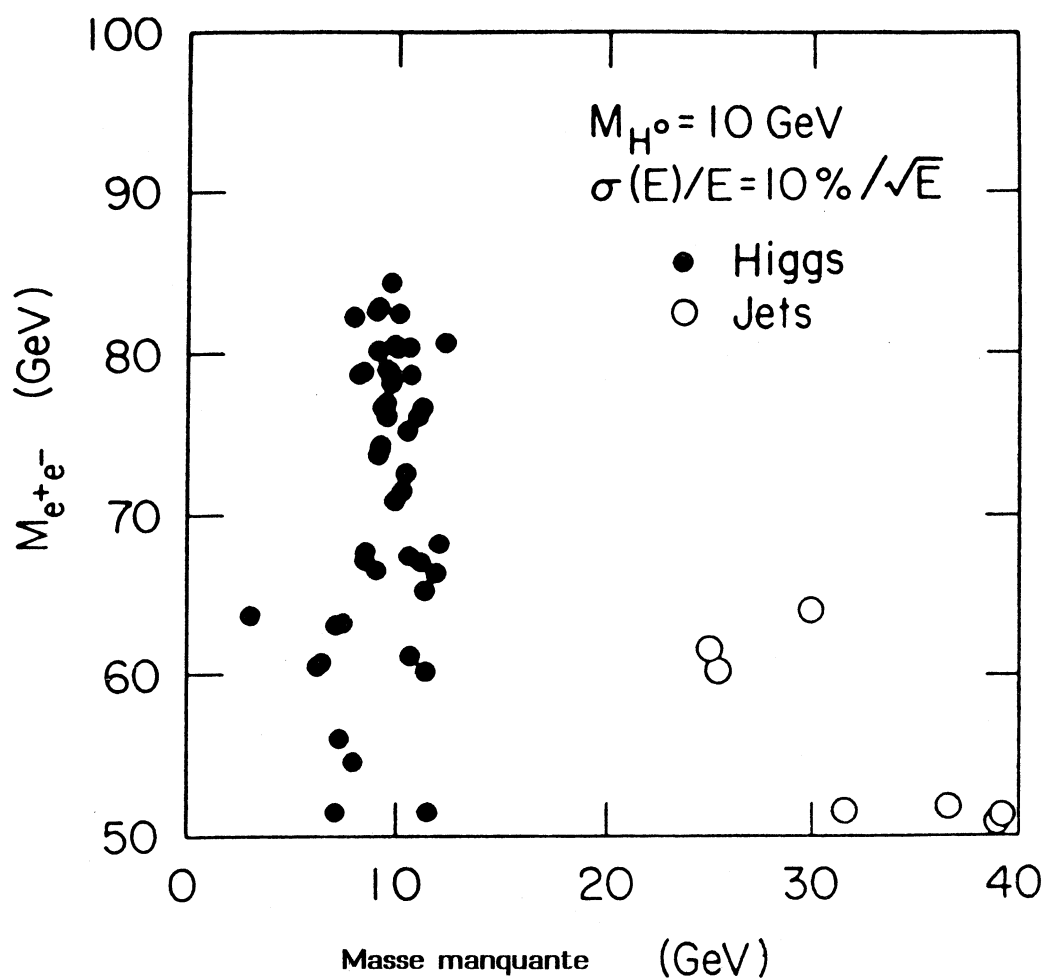
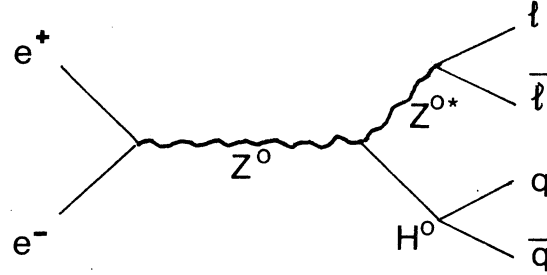


Figure I-5 : *Mesure de la masse manquante: simulation d'événements $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ avec $M_H = 10 \text{ GeV}$: l'énergie des électrons est mesurée dans un calorimètre électromagnétique de résolution $10 \text{ } q\bar{q}$ où chacun des quarks décroît semi-leptoniquement.*

III-a- $Z^0 \rightarrow H^0 + l^+ l^-$

A la résonance Z^0 , l'une des façons les plus prometteuses de chercher le Higgs est d'étudier le canal :



où Z^{0*} est virtuel.

Pour cette réaction, le taux de production en fonction de la masse du Higgs est représenté dans la figure I-6.

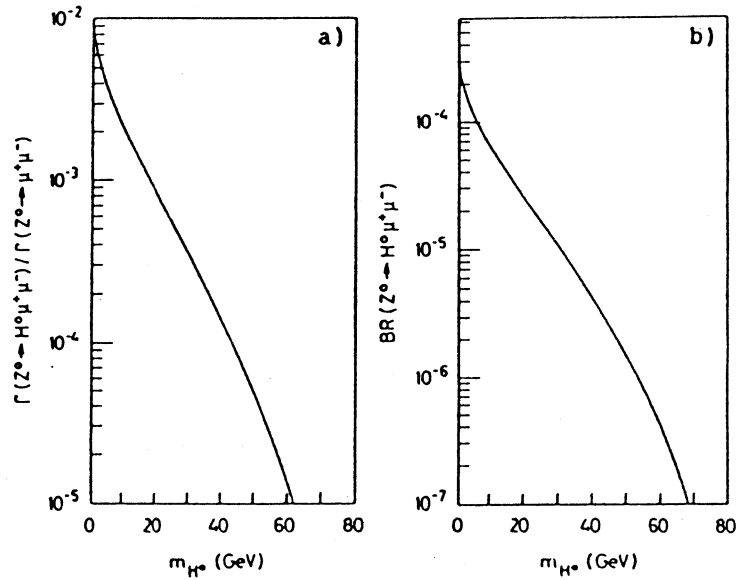


Figure I-6 : a : Rapport des largeurs partielles ($Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$) et ($Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$) ;
b : Rapport de branchement ($Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$) en fonction de la masse du Higgs [ref 20].

Si l'on mesure l'énergie et la direction des deux leptons, la masse de la particule de Higgs est donnée par l'équation suivante :

$$M_{H^0} = ((M_Z^2 + 2E_1 E_2 (1 - \cos \theta) - 2M_Z (E_1 + E_2))^{1/2} \quad (I - 29)$$

où E_1 et E_2 sont les énergies des deux leptons, θ est l'angle entre eux.

Dans le cas le plus probable, $E_1 = E_2 = E$, et :

$$\Delta M_H = \left(2E \left(\frac{1 - \cos \theta - 2M_Z}{M_H} \right)^2 \Delta E^2 + \left(\frac{E^2 \sin \theta}{M_H} \right)^2 \Delta \theta^2 \right)^{1/2} \quad (I - 30)$$

ΔE :résolution en énergie.

$\Delta \theta$:résolution angulaire.

Si l'on s'intéresse à la détection d'électrons, les figures I-7 et I-8 présentent respectivement la résolution en masse $\frac{\Delta M_H}{M_H}$ pour différents calorimètres électromagnétiques installés sur le LEP et le nombre d'événements en fonction de la masse du Higgs (M_H).

Le bruit de fond de la décroissance semi-leptoniques de quarks b (éventuellement t) avec des électrons de grandes impulsions est prépondérant. Il est aussi très important d'avoir une bonne séparation π/e afin de rejeter les pions interagissant dans les calorimètres électromagnétiques.

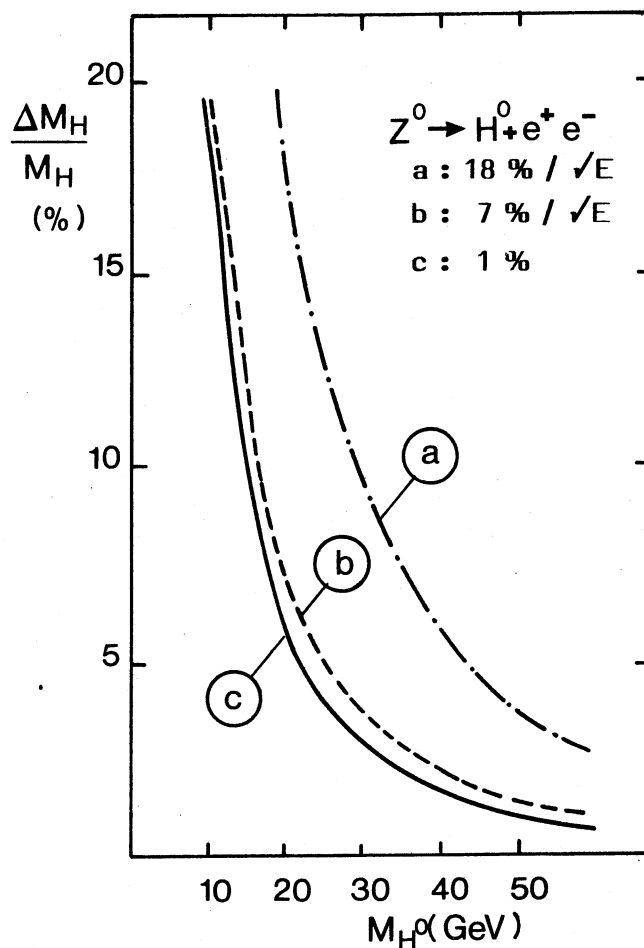


Figure I-7 : $\frac{\Delta M_H}{M_H}$ en fonction de la masse du Higgs et pour différentes résolutions en énergie [ref 21].

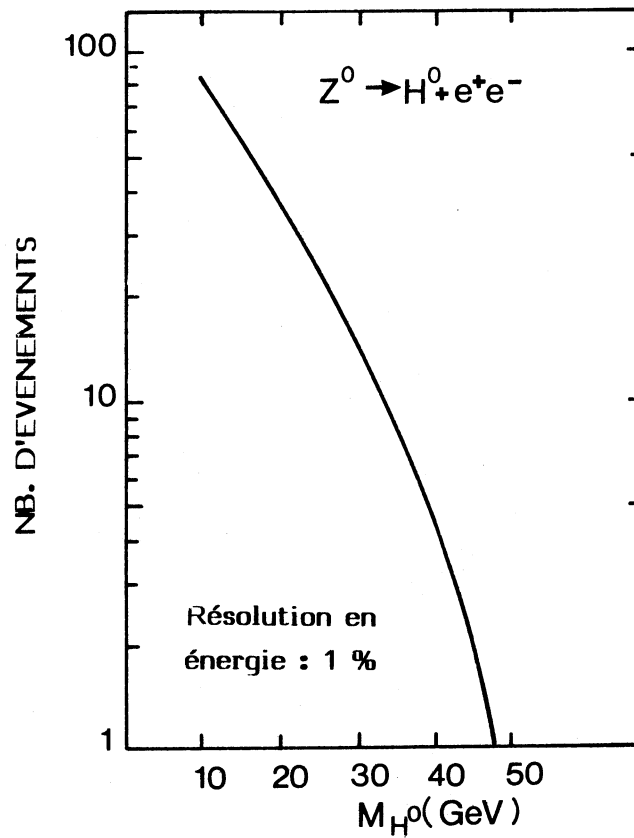
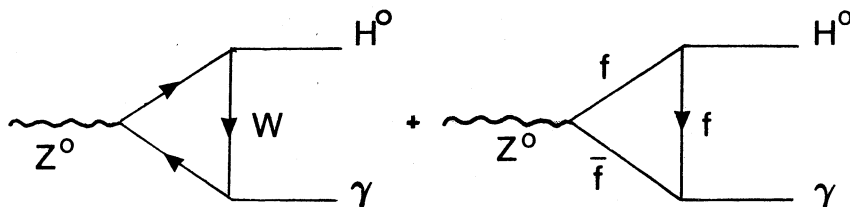


Figure I-8 : Nombre d'événements obtenus avec une luminosité totale de 30 pb^{-1} en fonction de la masse du Higgs pour une résolution en énergie de 1 % [ref 21].

III-b- $Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma$.

Puisque le taux de production du Z^0 sera très élevé, nous pouvons considérer les désintégrations rares du Z^0 en particules H^0 [22], processus décrits par les diagrammes suivants :



De tels événements comprennent un photon de haute énergie.

Une discussion complète peut être trouvée dans la référence [23].

A partir de l'équation suivante [24] :

$$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow H^0 \gamma)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)} \simeq 6.3 \times 10^{-5} (1 - (m_{H^0}^2/m_{Z^0}^2))^3 (1 + 0.14(m_{H^0}^2/m_{Z^0}^2)) \quad (I - 31)$$

Nous pouvons calculer les taux (tableau I-2), ainsi que le rapport de branchement $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow H^0 \gamma)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}$ en fonction de la masse de H^0 figure I-9. Les figure I-10 et figure I-11 présentent respectivement la résolution en masse $\frac{\Delta M_H}{M_H}$ pour différents calorimètres électromagnétiques et le nombre d'événements en fonction de la masse du Higgs (M_H).

masse du Higgs (GeV)	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55
Nombre d'événements	1.8	1.8	1.7	1.5	1.4	1.2	1.1	0.9	0.7	0.6

Tableau I-2 : Nombre d'événements $Z^0 \rightarrow H^0 \gamma$ pour $10^6 Z^0$

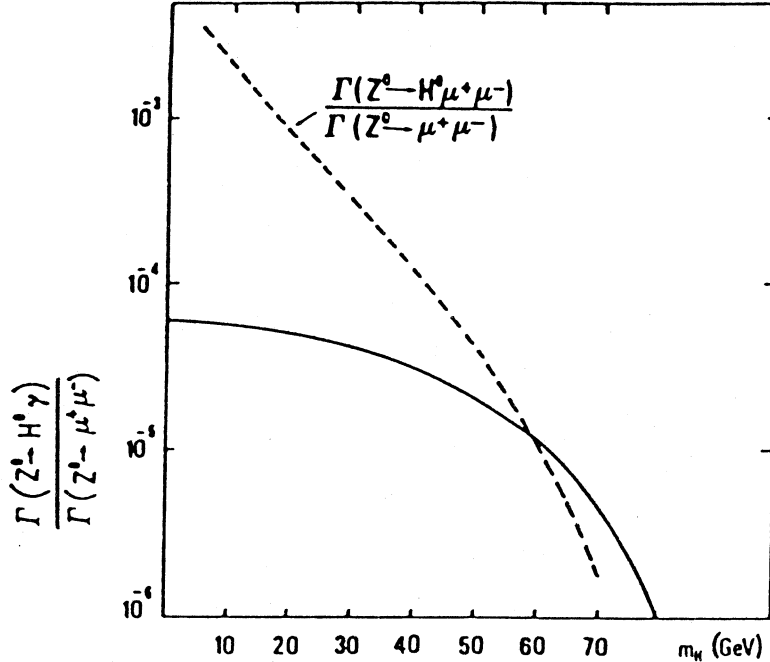


Figure I-9 : Les taux $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow H^0 \gamma)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}$ et $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}$ en fonction de la masse du Higgs [ref 25].

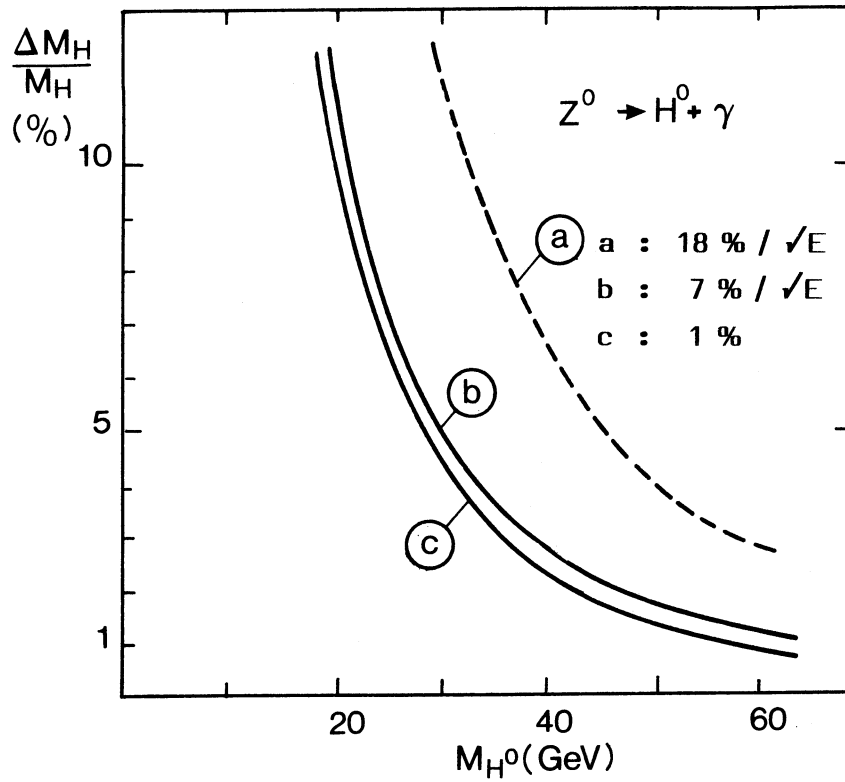


Figure I-10 : $\frac{\Delta M_H}{M_H}$ en fonction de la masse du Higgs et pour différentes résolutions en énergie [ref 21].

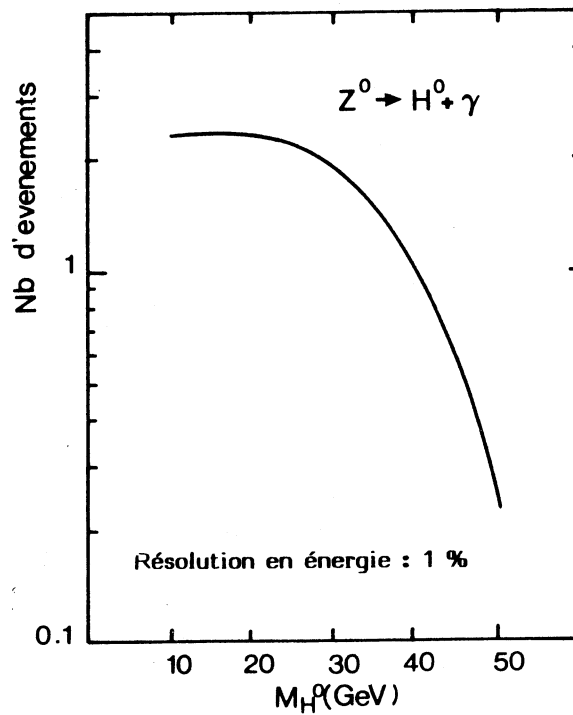
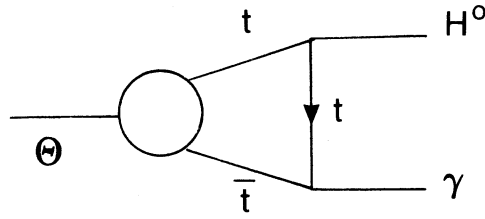


Figure I-11 : Nombre d'événements obtenus avec une luminosité totale de 30 pb^{-1} en fonction de la masse du Higgs pour une résolution en énergie de 1% [ref 21].

III-c- $\theta(t\bar{t}) \rightarrow H^0 + \gamma$.



Ce canal utilise l'avantage que le Higgs se couple aux quarks lourds. Il requiert cependant que $m_{H^0} < m_\theta < m_{Z^0}$, ce qui semble à l'heure actuelle peu probable.

En ne tenant pas compte des corrections radiatives ou fortes, nous avons un rapport de branchement [26] de 1 à 3%.

$$\frac{\Gamma(\theta \rightarrow H^0 \gamma)}{\Gamma(\theta \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \frac{G_F m_t^2}{\sqrt{2} \pi \alpha} \left(1 - \frac{m_{H^0}^2}{m_\theta^2} \right) \quad (I - 32)$$

Les figures I-12 et I-13 montrent la résolution en masse $\frac{\Delta M_H}{M_H}$ et le nombre d'événements en fonction de la masse de Higgs avec une masse de Toponium de 80 GeV.

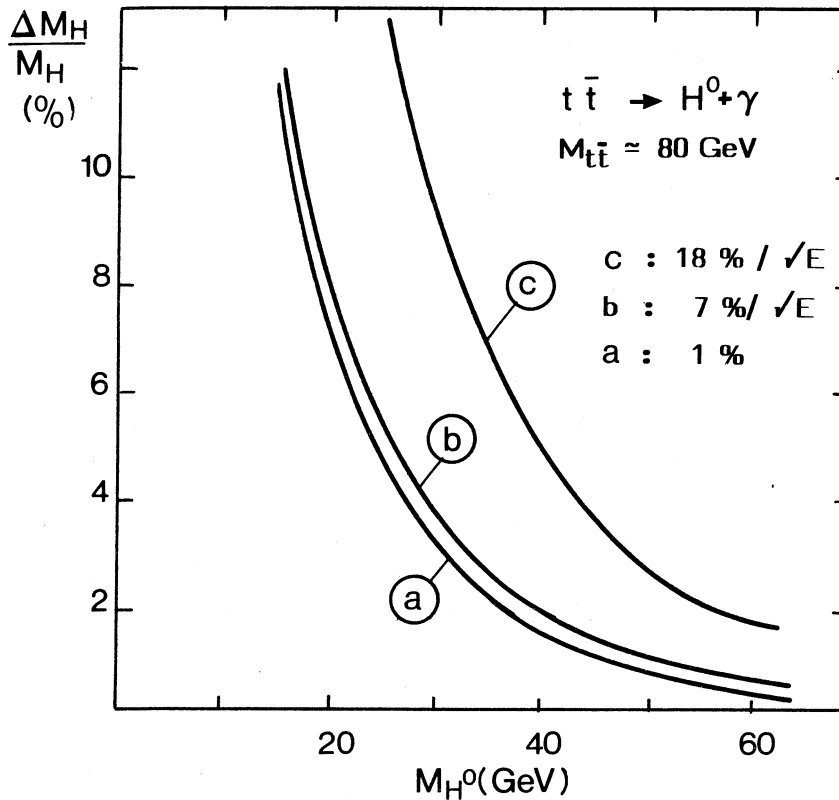


Figure I-12 : $\frac{\Delta M_H}{M_H}$ en fonction de la masse du Higgs et pour différentes résolutions en énergie [ref 21].

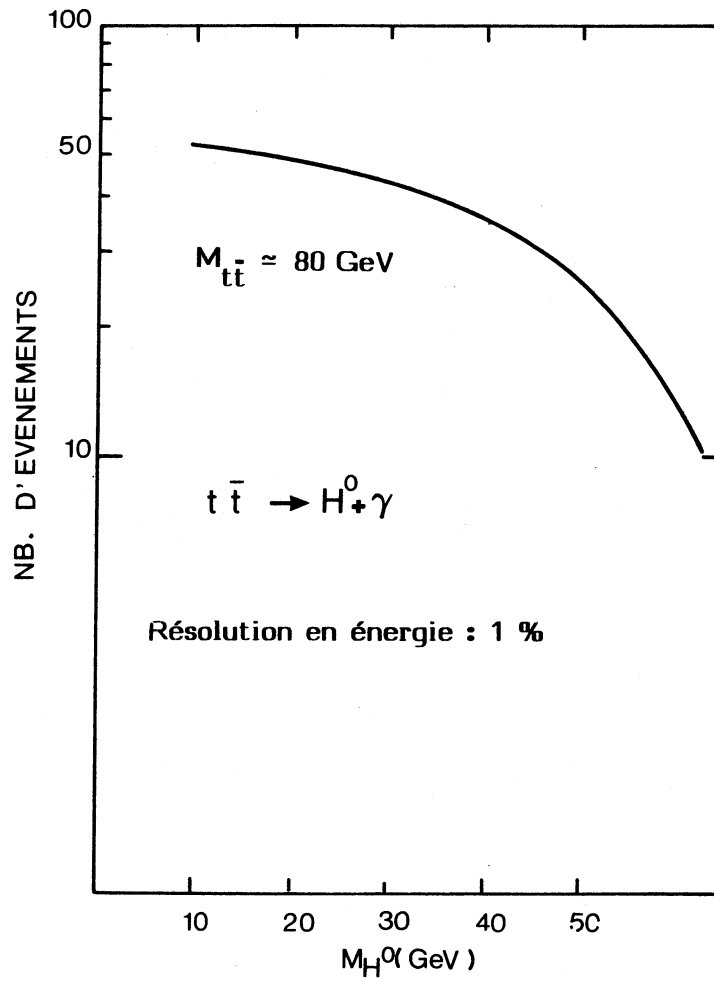


Figure I-13 : Nombre d'événements obtenus avec une luminosité totale de 30 pb^{-1} en fonction de la masse du Higgs pour une résolution en énergie de 1% [ref 21].

Le bruit de fond principal provient du canal $\theta \rightarrow \gamma gg$. Si nous supposons que le spectre en énergie des photons dans le canal $\theta \rightarrow \gamma gg$ est approximativement linéaire avec l'énergie du photon, le rapport signal sur bruit (S/B) pour ce canal est [27] :

$$\frac{S}{B} = \frac{\Gamma(\theta \rightarrow H^0 + \gamma)}{\Gamma(\theta \rightarrow \gamma \rightarrow e^+ e^-)} \left(2 \left(\frac{2E_\gamma}{M_\theta} \right)^2 \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \right)^{-1} \quad (I - 33)$$

Cette réaction, lorsqu'elle est cinématiquement possible, est facile à mettre en évidence avec un bon détecteur électromagnétique tel que celui de L3 (cf chapitre IV).

La figure I-14 présente le rapport signal sur bruit en fonction de la masse du Higgs pour les différentes résolutions en énergie des calorimètres électromagnétiques.

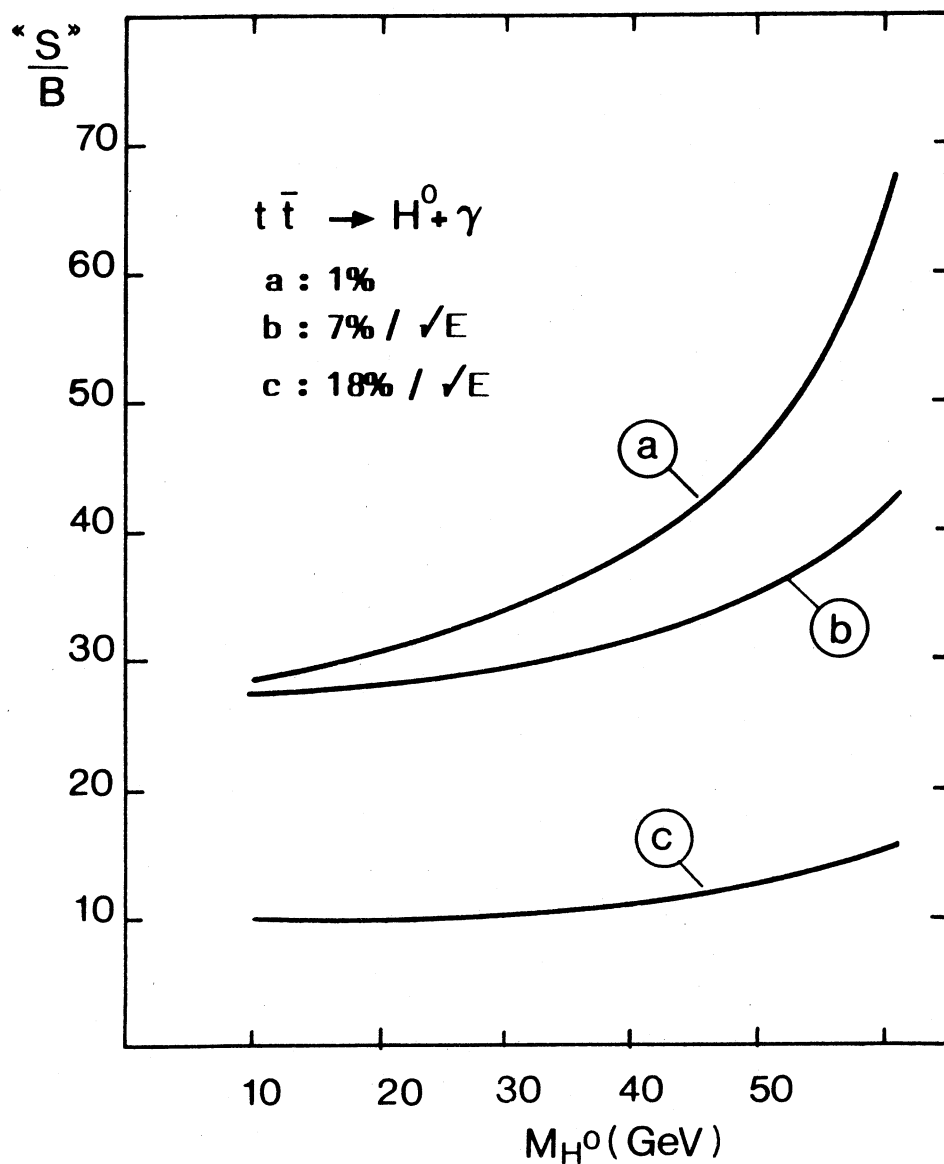


Figure I-14 : $\frac{S}{B}$ en fonction de la masse du Higgs et pour différentes résolutions en énergie [ref 21].

BIBLIOGRAPHIE

- [1] - **R.D.Peccei**,
DESY 86-163 (1986).
- [2] - **N.Cabbibo**,
Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531.
M. Kobayashi. and K.Maskawa,
Prog. Theo. Phys. 49 (1984) 493.
- [3] - **C.Quigg**,
Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions.
Ed. Benjamin Cummings (1983).
- [4] - **R.Dydak**,
Rapport de la conférence EPS Genève (juillet 1979).
- [5] - **A.Blondel**,
22^{ème} Rencontre de Moriond. Les Arcs (1987).
- [6] - **E.Longo**,
Polarization at LEP. CERN 88-06 vol.I (1988)304.
- [7] - **G.Burgers**,
Polarization at LEP. op.cit. p 121.
- [8] - **F.A.Berends et al**,
Phys. Lett. 185 (1987) 395.
- [9] - **F.A.Berends et al**,
Phys. Rev. Lett. D22 (1980) 2695.

- [10] - **M.Veltman**,
Phys. Lett. 91B (1980) 95.
- [11] - **B.W.Lynn, M.E.Peskin, R.G.Stuart**,
SLAC Pub. 3725(1985) .
Physics at LEP.p 90.
- [12] - **M.J.Shochet**,
rapporteur au
XXIV International Conférence on High Energy Physics-Munich (1988).
- [13] - **P.J.Dornan**,
Polarization at LEP op.cit p 344.
- [14] - **R.Kleiss**,
Physics at LEP op.cit. p 153.
- [15] - **J.E.Augustin**,
Physics Summer Study CERN 79-01(1979)499.
J.Chauveau,
Physics at LEP op.cit. p 177.
Z.Was,
Polarization at LEP op.cit. p 250.
- [16] - Polarization at LEP op.cit. 2 volumes.
- [17] - **J.Lee- Franzini et al**,
expérience CUSB
XXIV International Conférence on High Energy Physics-Munich (1988).
- [18] - **J.M.Dorfan**,
SLAC.Pub. 3407. (1984).
SLAC.Pub. 3928. (1986).
- [19] - **W.Wetzel**,
Nucl. Phys. B227(1983)1.

- [20] - **H.Baer et al,**
Physics at LEP op.cit. p 321.
- [21] - **J.P.Martin,**
Communication privée.
- [22] - **F.Wilczek,**
Phys. Rev. Lett. 39(1977)1304

G.R.Farrar, P.Fayet,
Phys. Rev. Lett. B89(1980)81.
- [23] - **M.Gluk, E.Reya,**
Phys. Lett. B130(1983)423.
- [24] - **H.Baer et al,**
Physics at LEP. op.cit. p 297.
- [25] - **G.Altarelli et al,**
Physics at LEP. op.cit. p 29.
- [26] - **H.Baer et al,**
Physics at LEP. op.cit. p 312.
- [27] - **G.Barbiellini et al,**
DESY 79/27 (1979).

CHAPITRE II

LE PROJET LEP ET LE DETECTEUR L3

PLAN

I - L'anneau de collision	42
I-a- Situation et fonctionnement	42
I-b- Injection	44
I-c- Energie accessible	45
II - Le détecteur L3	47
II-a- Aimant et tube de support	47
II-b- Chambre à muons	49
II-c- Calorimètre hadronique	53
i) Le tonneau	54
ii) Bouchons	56
iii) Filtre à muons	56
II-d- Chambre de vertex	57
II-e- Scintillateurs	60
II-f- Moniteur de luminosité	61
III - Le calorimètre électromagnétique	62
III-a- Description	62
III-b- Le Germanate de Bismuth (BGO)	65
III-c- Résolution en énergie	66
IV - Les propriétés des gerbes électromagnétiques	66
IV-a- Introduction	66
IV-b- Le développement de la gerbe	67
BIBLIOGRAPHIE	71

I- L'anneau de collision

Le projet LEP (Large Electron Positron Collider) a été ratifié par les états membres du C.E.R.N en octobre 1981. L'adoption de ce projet a incité plusieurs centaines de physiciens à se réunir, afin d'élaborer des propositions d'expériences.

Quatre d'entre elles ont été retenues (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) qui seront installées sur le LEP pour être prêtes dès l'exploitation des premiers faisceaux fin 1989.

I-a- Situation et fonctionnement

Le LEP est un anneau logé dans un tunnel de 26.6 km de circonférence, situé à 70 mètres de profondeur moyenne suivant un profil incliné de 1.5% afin d'éviter de pénétrer trop profondément sur le Jura (figure II-1), de part et d'autre de la frontière Franco-Suisse (figure II-2).

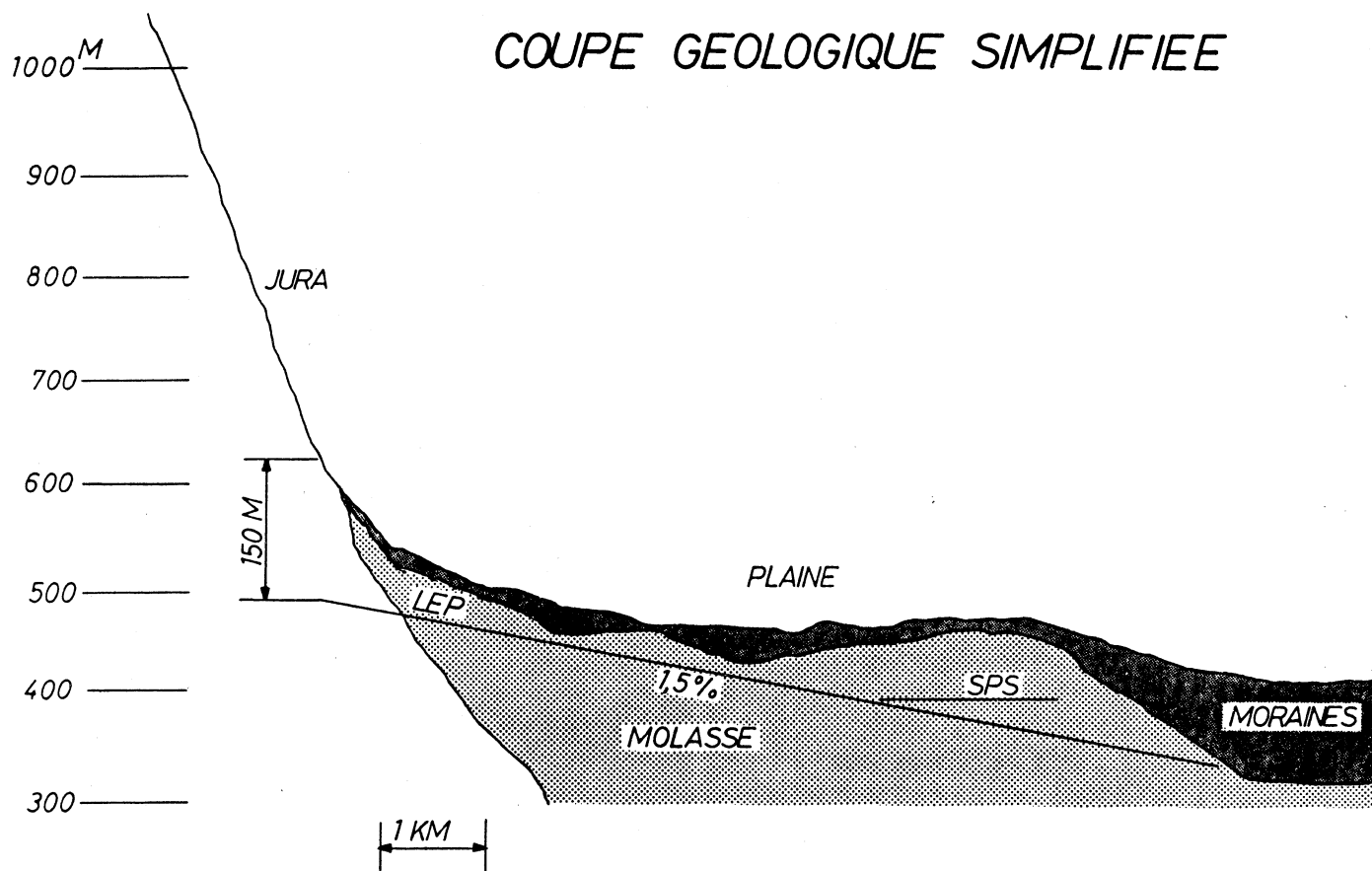


Figure II-1 : Disposition du LEP.

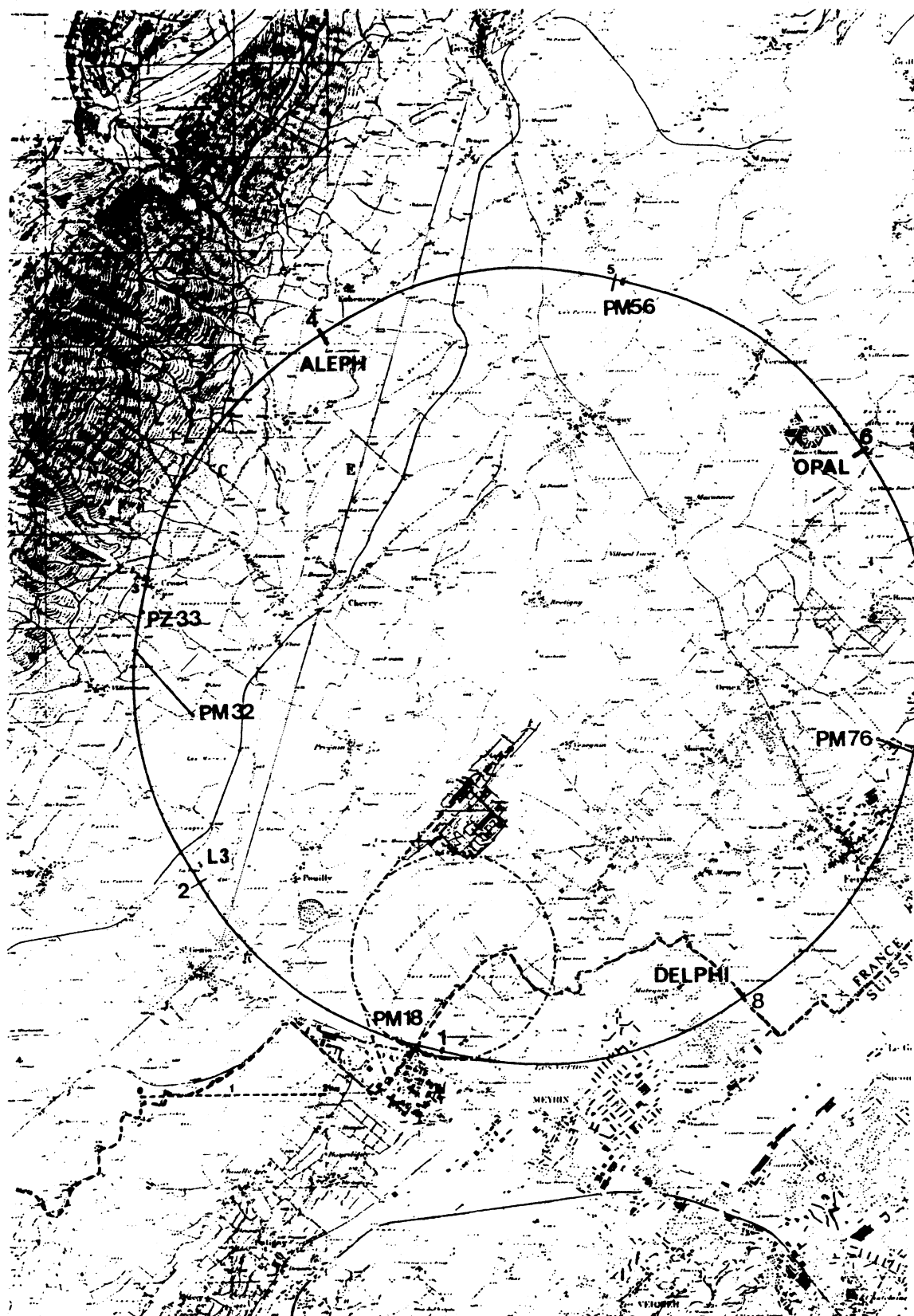


Figure II-2 : Implantation géographique du LEP.

Ce gigantisme est nécessaire pour combattre au mieux la perte d'énergie des particules par rayonnement synchrotronique particulièrement important pour des électrons. En effet à chaque tour l'énergie perdue est:

$$\Delta E = \frac{4}{3} \pi e^2 \beta^3 \frac{1}{R} \left(\frac{E}{m} \right)^4 \quad (II - 1)$$

où m est la masse de la particule, E son énergie, e sa charge, $\beta = \frac{v}{c}$, R est le rayon de courbure.

L'anneau est formé de 8 arcs séparés par 8 sections droites dans lesquelles électrons et positons peuvent interagir. Cependant, seules les 4 zones paires (**figure II-2**) sont occupées par les expériences. Avec 4 paquets de particules dans chaque faisceau, des croisements sont possibles dans chaque section droite mais faire croiser les faisceaux dans les zones non occupées par des détecteurs ne feraient que les perturber et réduire leur durée de vie. Aussi le parcours des faisceaux peut être modifié à la demande par des électrodes électrostatiques, placées de part et d'autre du point d'intersection, et créant une déflexion verticale des trajectoires. Cette séparation est prévue dans les 8 sections droites pendant les injections et accélérations. Puis elle est supprimée dans les 4 sections expérimentales permettant alors les interactions entre les deux faisceaux.

I-b- Injection

L'injection des particules se fait à partir d'un accélérateur linéaire (LIL: linear injector for LEP) où elles atteignent l'énergie de 600 MeV puis à travers les deux synchrotrons du CERN: PS où elles sont portées à 3.5 GeV et SPS à 20 GeV (**figure II-3**).

Lors de l'injection dans LEP, le SPS continue à fournir des protons aux expériences en cible fixe, aussi son super-cycle de 14.4s est partagé en deux cycles: l'un de 4.75s consacré aux électrons et positons, le reste du temps restant dévolu aux protons.

Pendant le cycle proton du SPS, un canon de haute intensité produit un paquet d'électrons qui après accélération à 200 MeV interagit avec une cible de conversion. Les positons produits (d'énergie voisine de 10 MeV) sont accélérés à 600 MeV par le deuxième étage du linéaire puis injecté dans l'anneau EPA (electron positron accumulator). Ce processus est répété à une fréquence de 100 Hz jusqu'à que le SPS soit prêt à accueillir les positons. La moitié des positons sont alors injectés en 8 paquets à travers le PS et le SPS jusqu'au LEP qui les regroupe en 4 paquets. L'autre moitié des positons sont injectés à leur tour 1.2s après.

Un autre canon de faible intensité et situé au début du deuxième étage du linéaire produit ensuite des électrons qui sont accélérés à 600 MeV et accumulés dans EPA en 8 paquets. 1.2s suffisent pour atteindre une intensité moitié de celle des positons accumulés lors du précédent cycle. Ils sont injectés à leur tour dans le LEP, regroupés en 4 paquets, suivis 1.2s après par un deuxième paquet d'électrons. Puis la création de positons reprend.

Le taux de remplissage est de l'ordre de 0.25mA/mn/faisceau et après une quinzaine de minutes l'intensité requise est atteinte.

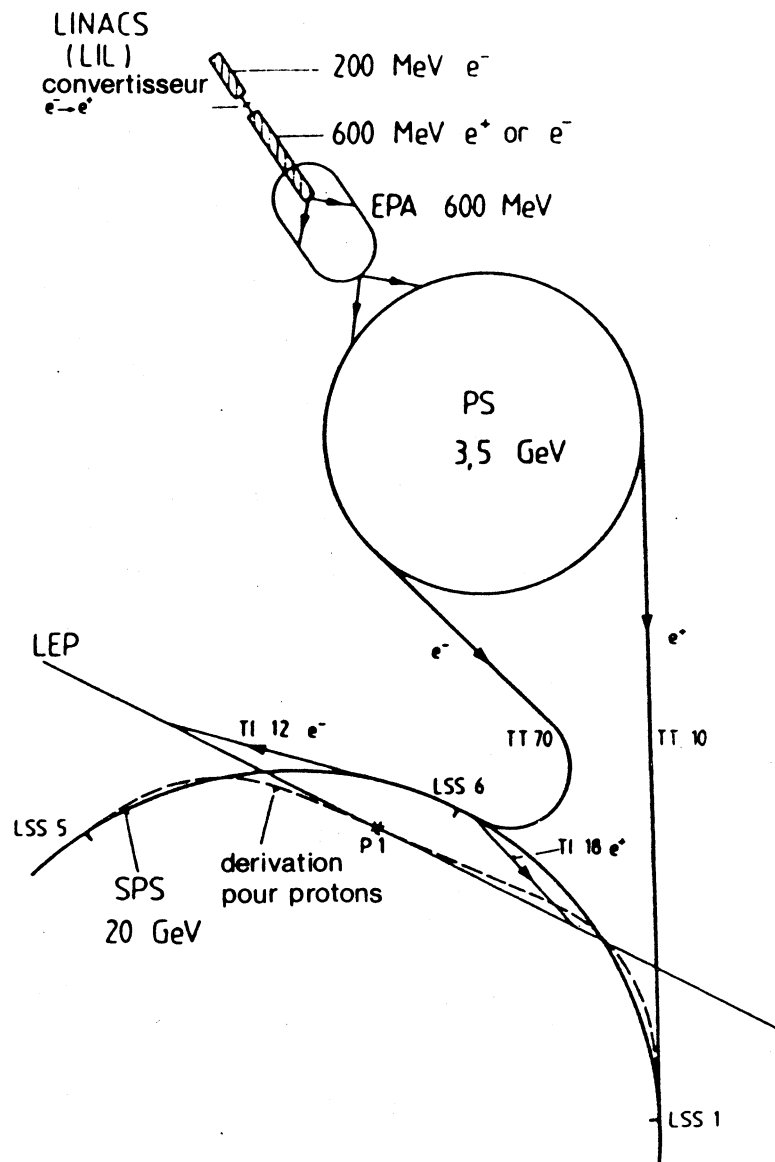


Figure II-3 : Le système d'injection du LEP.

I-c- Energie accessible

Dans la première phase du LEP (appelée LEP100), l'énergie des particules est choisie de façon à permettre la formation du Z^0 . Les principaux paramètres sont résumés dans le **Tableau II-1**. Une deuxième phase, LEP200, est prévue (pour une date non encore fixée mais dépendant notamment des résultats obtenus avec LEP100) où l'énergie des électrons et positons sera progressivement augmentée jusqu'à environ 100 GeV par faisceau (**figure II-4**). Pour cela les cavités radiofréquentes seront remplacées par d'autres faites de niobium ou de cuivre plaqué d'une mince couche de quelques microns de niobium et fonctionnant en régime supraconducteur [2]. L'énergie permettrait alors de produire des paires $W^+ W^-$ réelles (**figure II-5**).

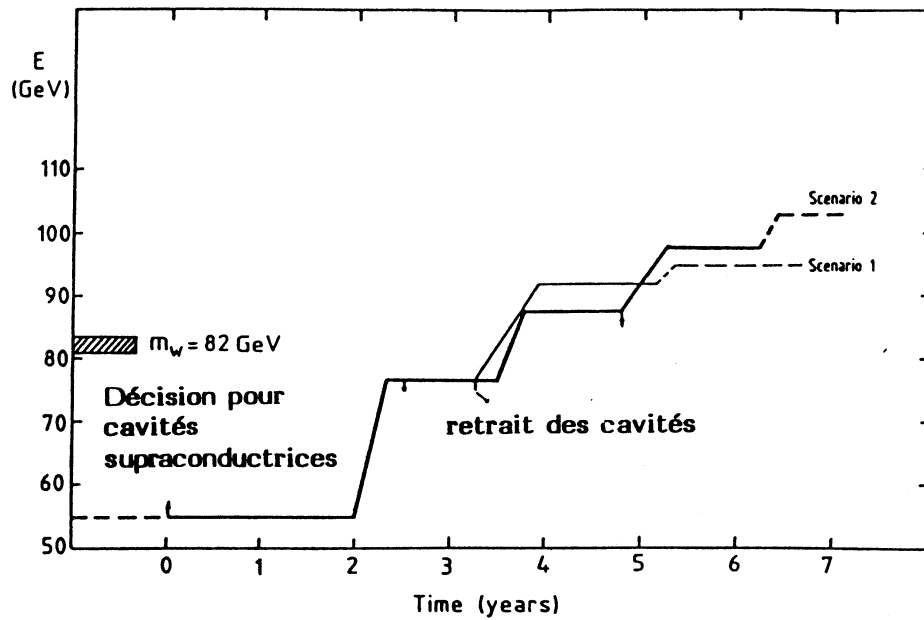


Figure II-4 : Calendrier pour la phase II du LEP.

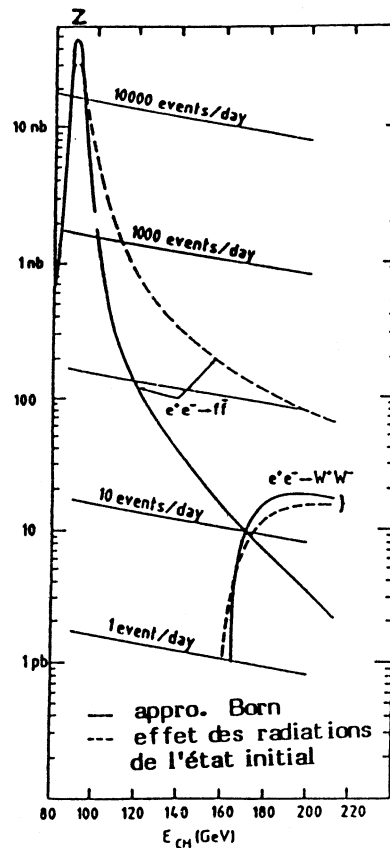


Figure II-5 : Section efficace de production en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse.

II- Le détecteur L3

L'expérience L3 est le fruit de la collaboration d'environ 400 physiciens appartenant à 39 laboratoires répartis dans le monde (Europe, Etats-Unis, URSS, Chine, Inde) .

Elle est installée à une profondeur de 50 mètres sous terre, dans le puits numéro 2 de la machine. Une vue générale du détecteur est présentée sur la **figure II-6** où sont aussi indiqués les axes de coordonnées utilisées, ainsi que les angles de projection.

Le détecteur est conçu pour mesurer très précisément l'énergie et la position des leptons (e^\pm , μ^\pm) et photons.

Aussi les originalités principales de L3 sont de deux ordres:

- une très grande région magnétique de façon à maximiser le pouvoir d'analyse de l'impulsion des muons. Rappelons que la sagitta de la trajectoire d'une particule d'impulsion p (GeV) dans un champ transverse et homogène B (Tesla) sur une distance effective l (en m) est [3]:

$$S(mm) = \frac{B l^2}{8 \times 0.33 p} \quad (II - 2)$$

- un nouveau scintillateur pour le calorimètre électromagnétique: le germanate de bismuth $Bi_4 Ge_3 O_{12}$ permettant d'atteindre une excellente résolution en énergie (1% au dessus de 1 GeV) et une courte longueur de radiation ($1X_0=1.12cm$).

II-a- Aimant et tube de support

L'aimant forme un octaèdre régulier de 15.8m de hauteur, 14m de longueur et de 7600 tonnes. Le champ créé, parallèle à l'axe du faisceau, a une intensité de 0.5 Tesla. La bobine est formée de 168 spires d'aluminium (donc non supraconductrice), le volume magnétique (rayon 5.7m, longueur 11.9m) étant de 1280m³. Elle est entourée d'une structure magnétique d'acier afin d'améliorer l'homogénéité du champ à l'intérieur de l'aimant et de limiter le champ de fuite. La structure magnétique est formée d'une culasse entourant la bobine et de deux pôles s'ouvrant par deux portes pour laisser pénétrer les chambres à muons et laissant un trou octogonal de 4.9m permettant le passage du tube de support.

Celui-ci est un cylindre de 230 tonnes, de 30m de longueur, de 2.23m de rayon extérieur et de 5 cm d'épaisseur. Il est constitué d'acier inoxydable dans sa partie centrale (14.1m de longueur) et d'acier à ses extrémités. Il supporte l'ensemble des détecteurs (510 tonnes), seules les chambres à muons étant situées à l'extérieur du tube. Il repose sur des vérins hydrauliques à ses extrémités facilitant son positionnement et son centrage. Du fait de l'inclinaison du LEP, son axe forme une pente de 1.39% avec l'horizontale.

<i>Circonférence</i>	26658.88 m
<i>Nombre de paquets par faisceau</i>	4
<i>Nombre de points d'interaction</i>	4(+4)
<i>Zones expérimentales équipées</i>	4
<i>Fréquence</i>	352.209042 MHz
<i>Temps de révolution</i>	88.99446 μ s
<i>Puissance de sortie des klystrons</i>	16 MW
<i>Energie du faisceau avec une luminosité nominale</i>	55 GeV
<i>Résolution en énergie</i>	10^{-4}
<i>Energie maximale</i>	60 GeV
<i>Espace entre les quadripôles aux points d'intersections</i>	± 3.5 m
<i>Luminosité dans la région d'intersection physique</i>	$1.7 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
<i>Courant circulant par faisceau</i>	3 mA
<i>Particules par paquet</i>	$4.16 \cdot 10^{11}$
<i>Longueur du paquet</i>	15.6 mm
<i>Perte par rayonnement synchrotron</i>	263 MeV/tour

Tableau II-1: Paramètres principaux de la machine (ref [1])

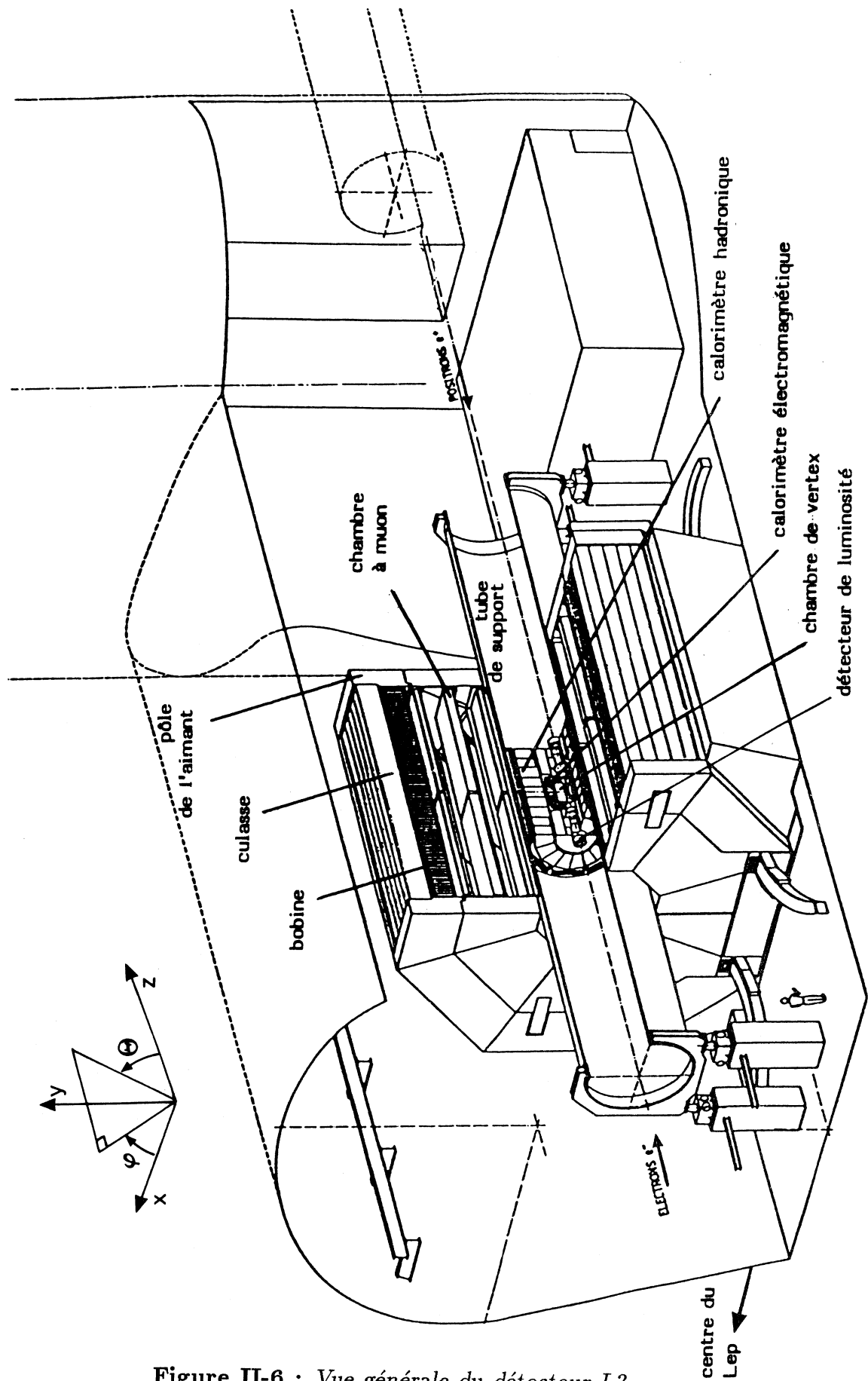


Figure II-6 : Vue générale du détecteur L3

II-b- Chambres à muons

Le détecteur à muons placé à l'extérieur du tube de support a une couverture angulaire s'étendant sur $0.64 \times 4\pi$. Cependant la mesure précise des trajectoires des muons est réalisée seulement pour $44^\circ < \theta < 136^\circ$. Il est constitué de 8 octants identiques (**figure II-7**) comprenant chacun 3 modules de chambres à dérive. Deux coordonnées sont mesurées: radiale permettant de calculer l'impulsion (chambre p) et longitudinale (chambre z). Le gaz utilisé est un mélange Argon-Ethane dans des proportions 61.5, 38.5%.

Sa fonction principale est de mesurer la courbure de la trajectoire des particules par le champ magnétique, la précision étant assurée par le très grand bras de levier (2.9m). Chaque module est formé de cellules à dérive de 10 cm de large (**figure II-8 et Tableau II-2**), assurant une précision de $250\mu\text{m}$ par fil. L'alignement des chambres entre elles est particulièrement soigné (une précision de $50\mu\text{m}$ (écart standard) dans le plan horizontal et $10\mu\text{m}$ dans le plan vertical a été atteint). Bien que la multidiffusion coulombienne apporte une contribution de 0.9%, la résolution obtenue est $\frac{\Delta p}{p} = 1.6\%$.

La mesure de la position des muons le long de l'axe z est aussi assurée dans les modules interne et externe. Chacun d'eux comprend une chambre z à l'entrée et à la sortie des modules (**figure II-9**). Chaque chambre est elle même formée de deux couches superposées de 120 cellules à dérive de 27mm de hauteur, 92mm de large et 1880mm de long (**figure II-10**). Les cellules de la couche supérieure sont décalées d'une demi-largeur de celles de la couche inférieure de façon à résoudre les ambiguïtés droite-gauche. La résolution sur la position de la trace est de $600\mu\text{m}$ [4].

module	position radiale (mm)	hauteur (mm)	nombre de cellules	nombre de fils par cellules	nombre de fils
externe	5425	280	42	16	672
median	4010	360	30	24	720
interne	2530	280	19	16	304

Tableau II-2 : Paramètres principaux des chambres p

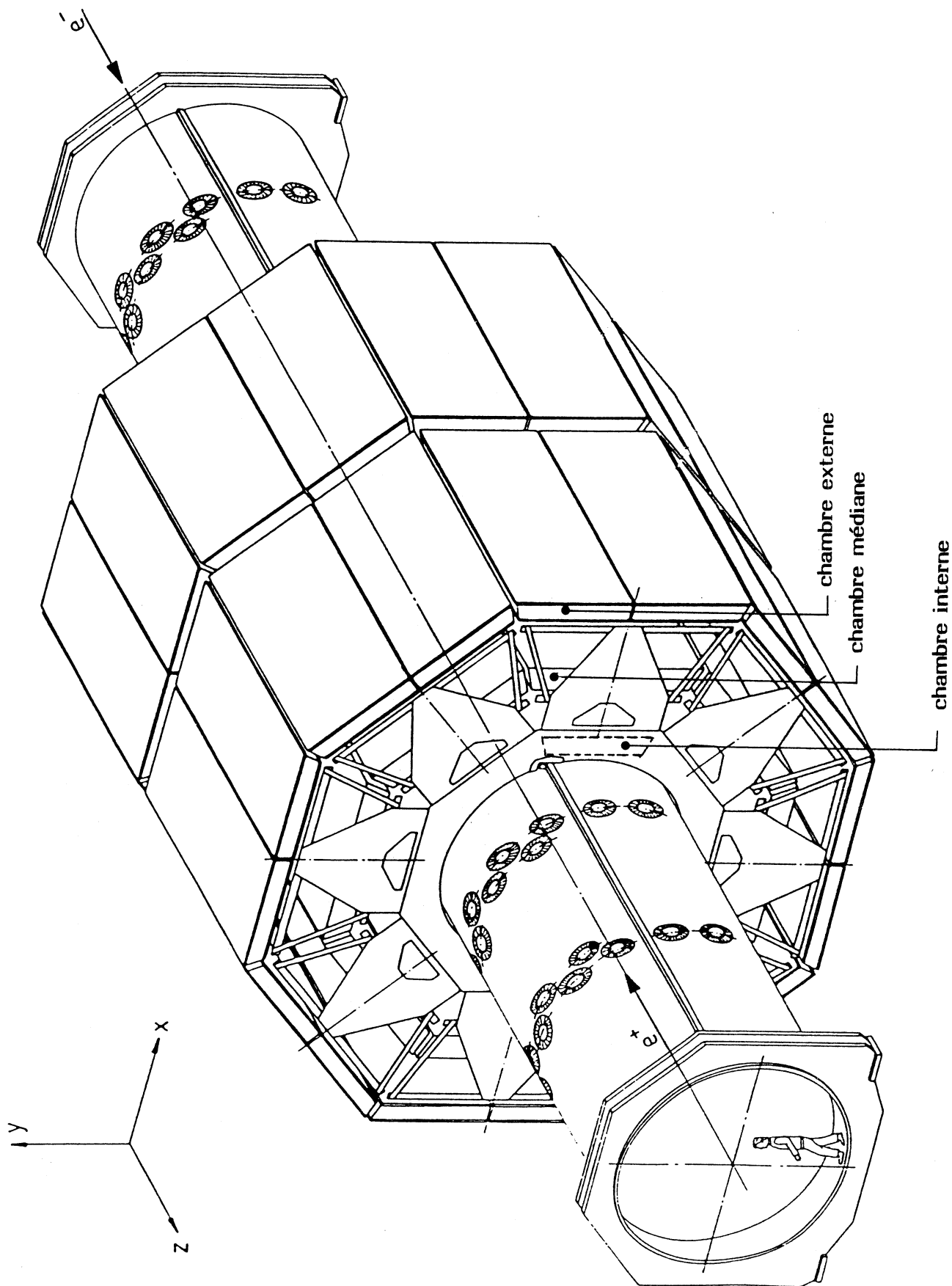


Figure II-7 : *Chambre à muons*

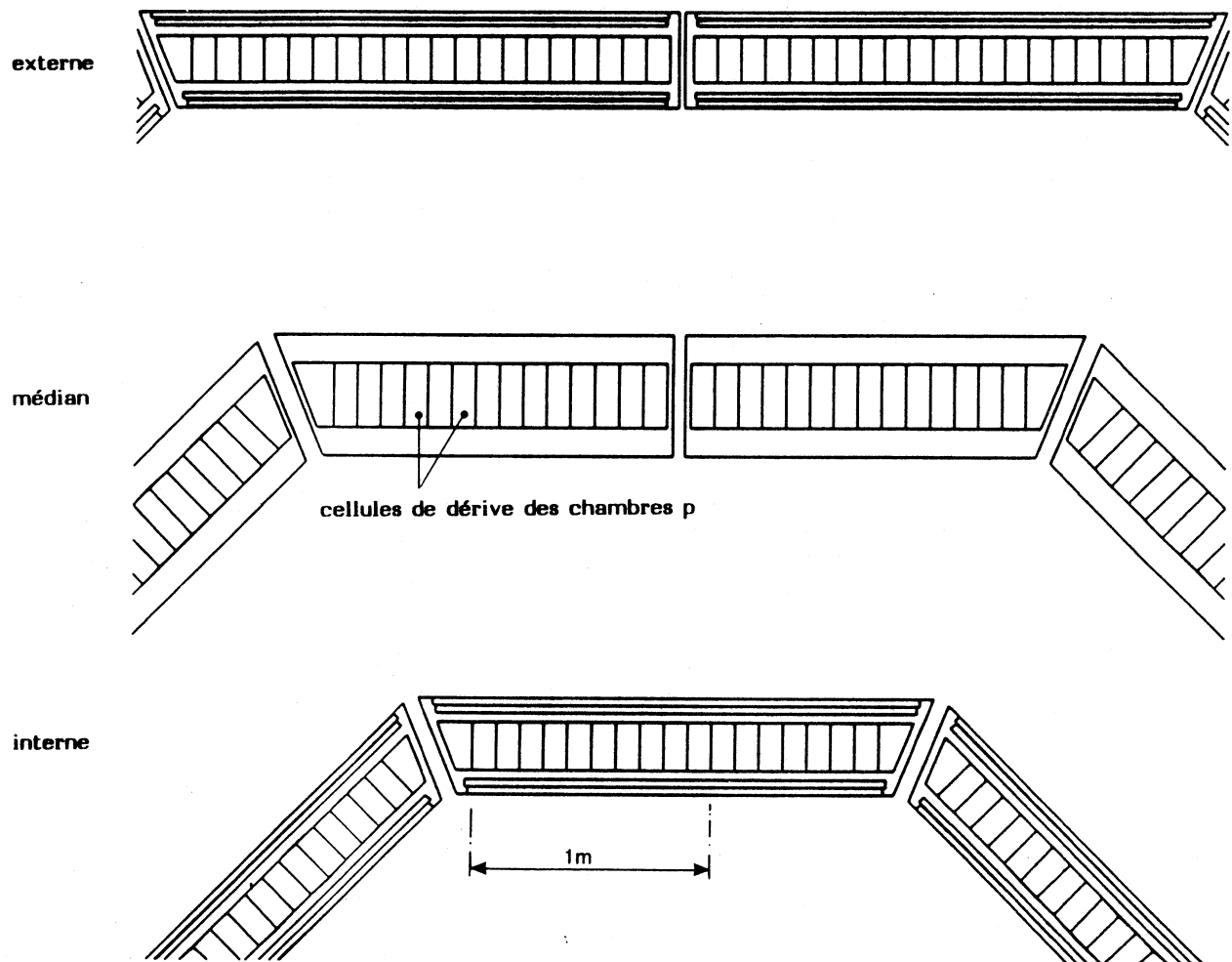


Figure II-8 : Schéma d'un octant de chambre à μ (vue $R \phi$)

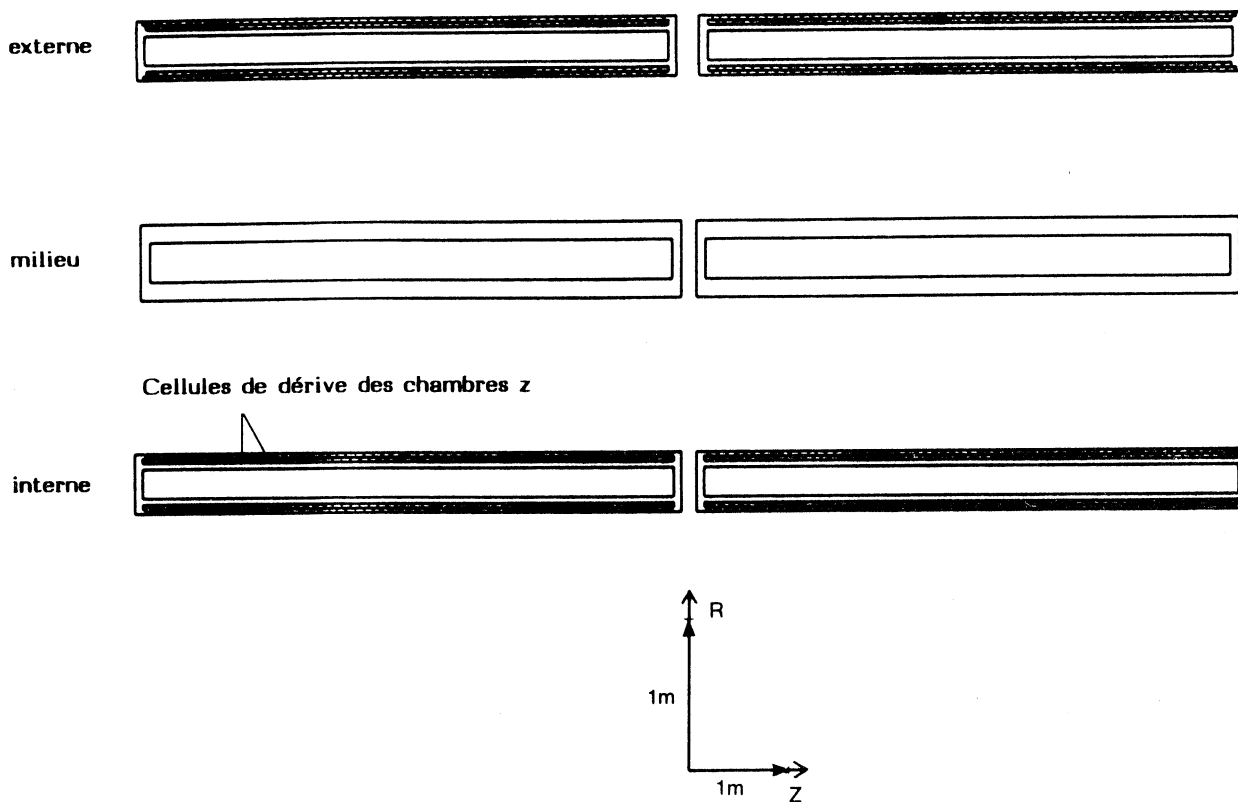


Figure II-9 : Schéma d'un octant de chambre à μ (vue R Z)

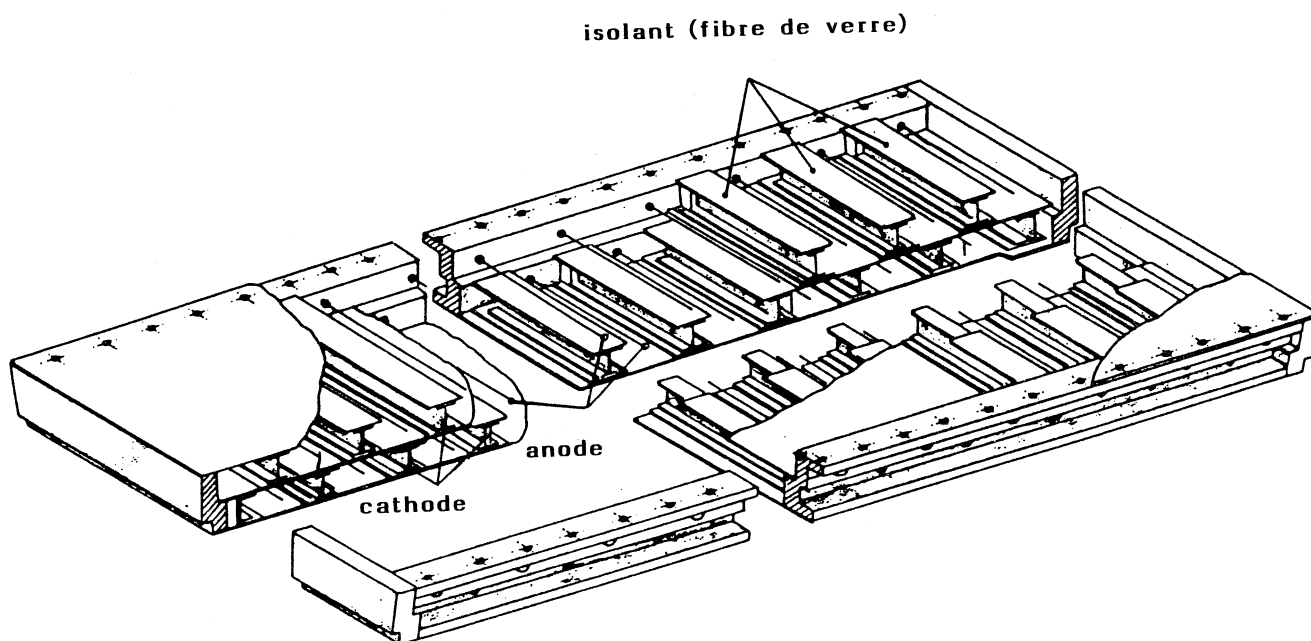


Figure II-10 : Schéma de structure d'une chambre à z.

II-c- Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est formé de trois sous-ensembles (figure II-11): Le tonneau HB, les bouchons HC et le filtre à muons MF formant la partie extérieure du tonneau.

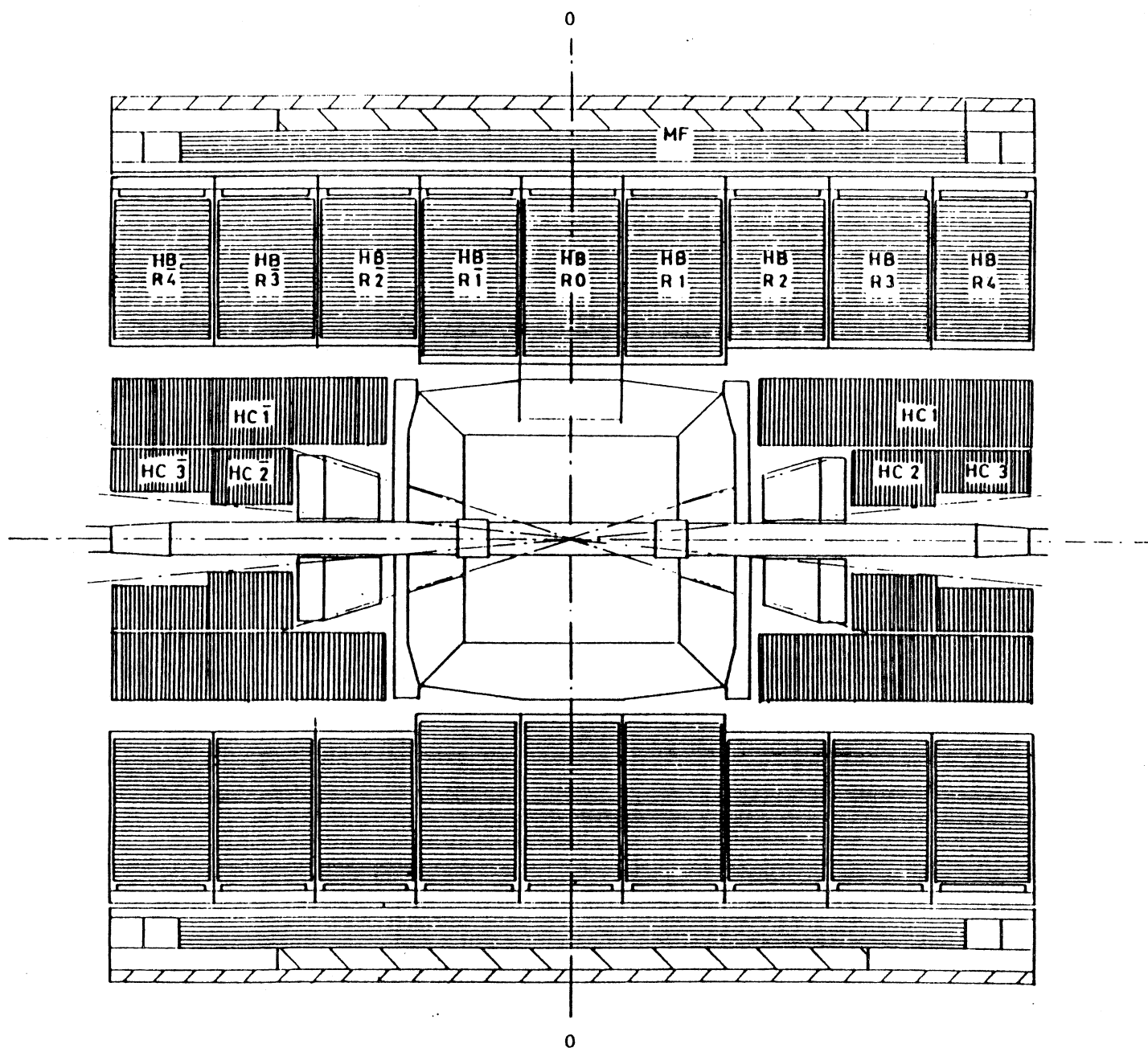


Figure II-11 : Coupe longitudinale du calorimètre hadronique

i) Le tonneau

Il comprend 144 modules groupés en 9 anneaux juxtaposés (**figure II-12**). Ces modules sont de deux sortes: Les 3 anneaux centraux sont formés de modules longs constitués de 60 plans de tubes proportionnels (de 5mm \times 10mm de section interne et dont les parois de laiton ont une épaisseur de 0.3mm) séparés par des plaques d'Uranium de 5mm d'épaisseur (**figure II-13**). Un blindage des chambres contre les radiations β de l'Uranium est réalisé au moyen de feuille de laiton de 0.7mm d'épaisseur. Les chambres ont alternativement des fils de lecture parallèles à l'axe z, permettant la mesure de l'angle ϕ , et perpendiculaires à z pour mesurer l'angle θ (ou la coordonnée z).

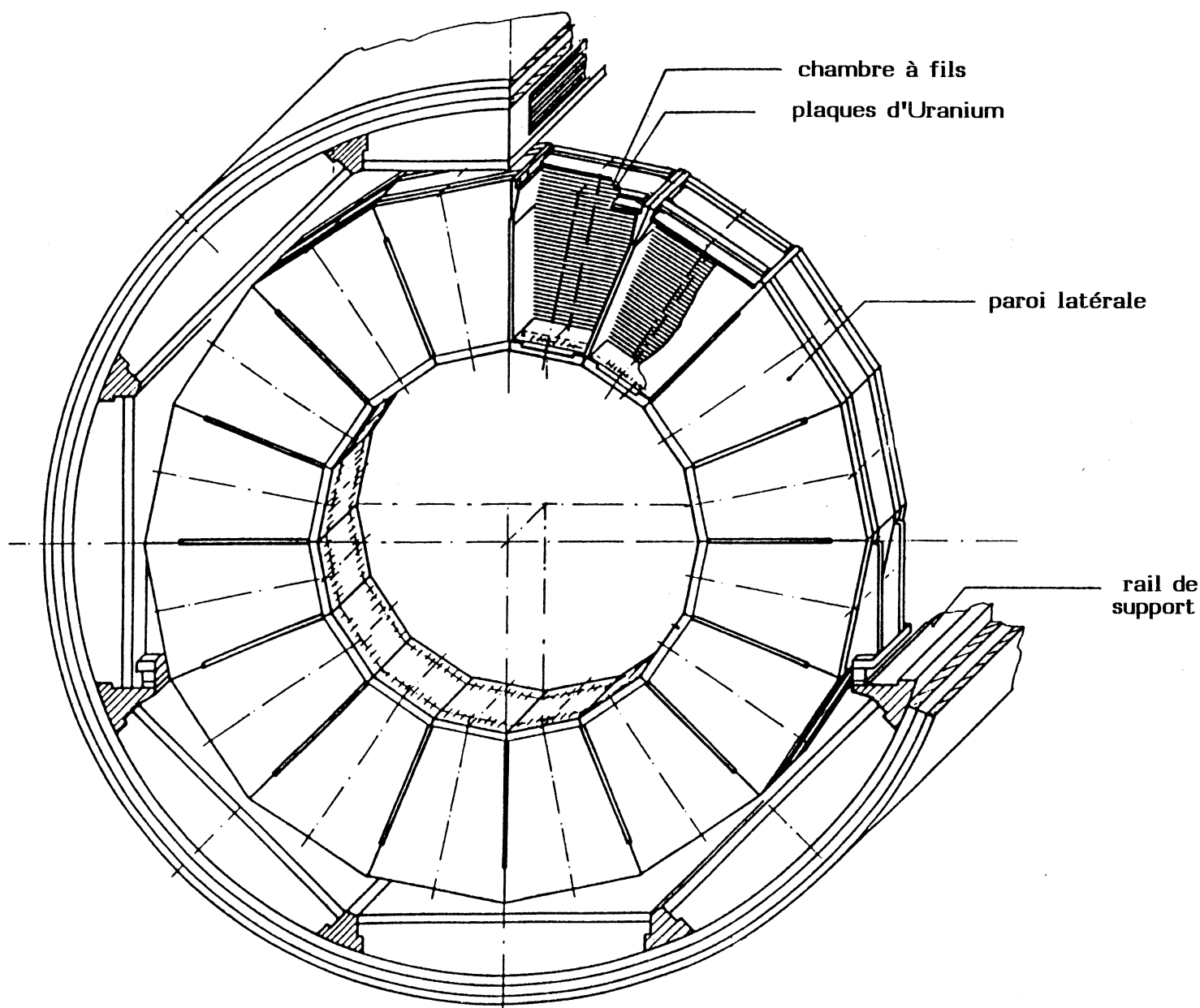


Figure II-12 : Schéma d'un anneau de 16 modules

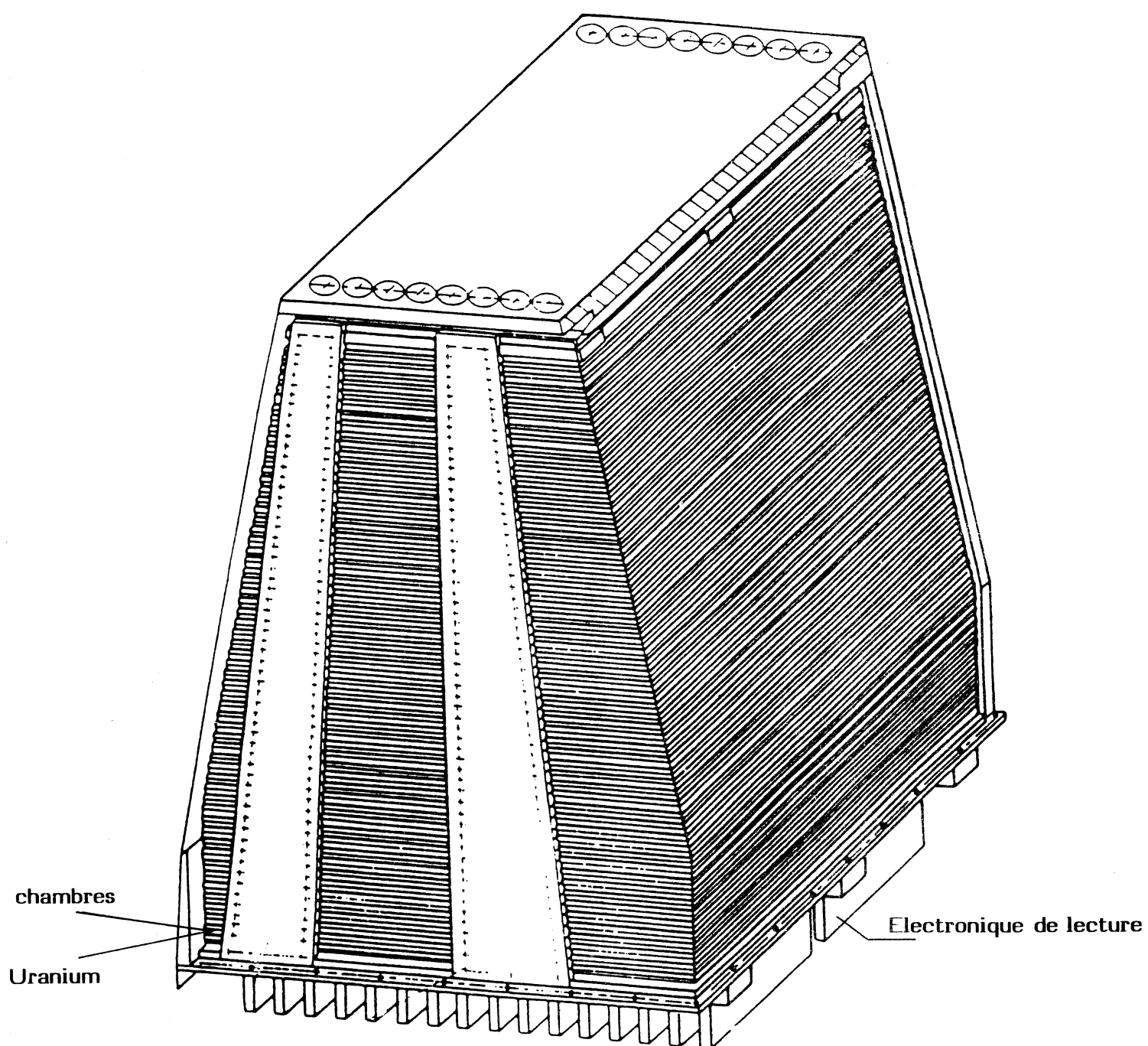


Figure II-13 : *Schéma d'un module du calorimètre hadronique.*

Chaque module comporte 2763 fils de lecture regroupés entre eux suivant une structure en "tour" dirigée vers le point d'interaction afin de minimiser le nombre de canaux d'électronique [5].

Un module est enfermé dans un conteneur fait de plaques d'acier inoxydable dont l'épaisseur est de 4mm pour les parois latérales, 15mm pour la plaque de base et de 22mm pour la plaque du haut. L'électronique de lecture (préamplificateur, amplificateur LeCroy 2724), son système de refroidissement ainsi que l'entrée du mélange gazeux (80% argon, 20% dioxyde de carbone) à la pression atmosphérique sont regroupés sur la plaque de base (**figure II-13**). Chaque module a une hauteur de 910mm, et une largeur de 524mm, avec une grande base et une petite base respectivement de 720 et 320mm et pèse 1860kg (dont 1315kg d'Uranium). L'épaisseur de matière rencontrée à 90° est de l'ordre de 4 longueurs d'interaction.

Les 6 anneaux latéraux sont d'une conception identique mais ont été raccourci pour permettre le passage des cables du calorimètre électromagnétique (cf § III) ainsi que les photomultiplicateurs des scintillateurs (cf § II-e). Chaque module comprend 53 plans de tubes dont les 2480 fils sont regroupés en 72 tours ϕ et 72 tours θ , sa hauteur est de 815mm, et son poids 1720kg (1195 kg d'Uranium). L'épaisseur rencontrée est de 3.5 longueurs d'interaction.

ii) Bouchons

Chacun des deux bouchons est formé de trois anneaux complémentaires HC1 extérieur et HC2, HC3 intérieur (**figure II-11**). La division longitudinale de la partie interne en deux anneaux permet de faciliter leur retrait pour accéder à la partie centrale du détecteur. Ils sont chacun divisés en 2 demi-anneaux: verticalement pour HC1, horizontalement pour les deux autres. Cette subdivision leur permet d'être installé après que la chambre à vide soit fermée. Comme le tonneau, ils sont formés de couches de tubes proportionnels identiques à ceux formant le tonneau et séparés par des plaques d'Uranium d'épaisseur 5mm pour HC1, 10mm pour HC2 et HC3. Chacun des 3 anneaux est divisé en 8 modules identiques. Suivant leur appartenance respective à HC1, HC2, HC3, ces modules comprennent 78, 27 et 23 plans de lecture formés chacun de 27, 23 et 18 tubes proportionnels. Le regroupement en tours pointant vers le vertex réduit le nombre de canaux d'électronique à 1296, 416 et 176. Le tout est enfermé dans des caissons d'acier inoxydable (40mm d'épaisseur vers le BGO pour blinder celui-ci de la radioactivité de l'Uranium, 20mm pour les autres parois de HC1 (15mm pour HC2 et HC3) et 25mm pour la plaque arrière portant l'électronique). Le poids total de chaque bouchon est de 15 tonnes.

iii) Filtre à muons

Il est constitué par la partie extérieure du calorimètre hadronique et permet de réduire le nombre de hadrons (**figure II-14**) traversant le calorimètre et donc d'augmenter l'efficacité d'identification des muons. Il est formé de 8 secteurs (chacun correspondant à un octant des chambres à muons) de 5 plans de tubes proportionnels en laiton séparés par des couches d'absorbeur également en laiton.

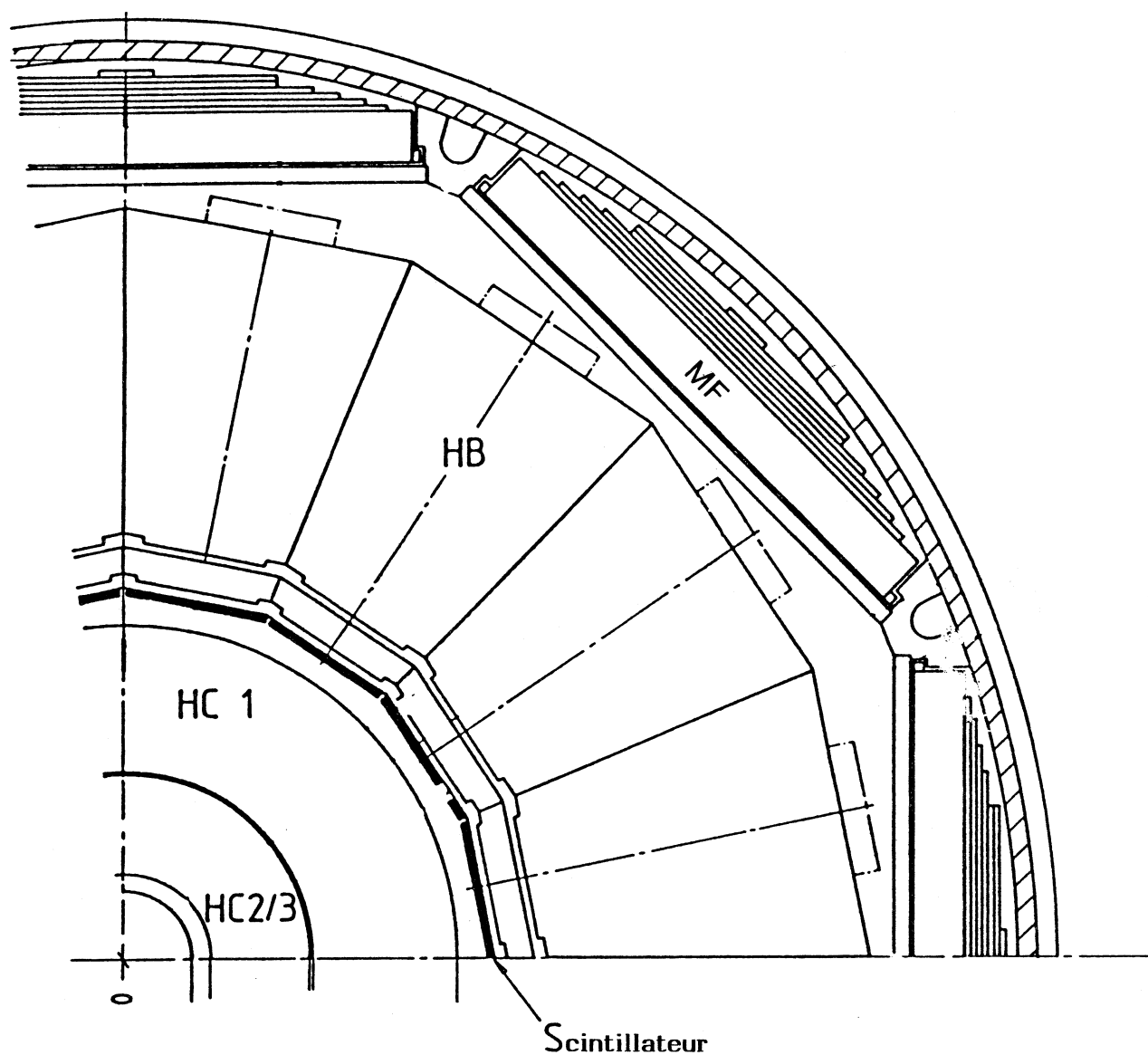


Figure II-14 : *Filtre à muons*

II-d- Chambre de vertex

La chambre de vertex est essentiellement une chambre à dérive de type particulier appelée TEC (Time Expansion Chamber) dont la caractéristique principale est de séparer la région de dérive où le champ est faible et la vitesse de dérive lente (de l'ordre de $5 \mu\text{m}/\text{ns}$) de la région de détection où se produit l'avalanche (champ fort) et vitesse de

dérive beaucoup plus grande (environ $50 \mu\text{m}/\text{ns}$) au moyen d'une grille.

Son rôle est de mesurer la trajectoire des particules chargées et notamment leur rayon de courbure afin de déterminer leur impulsion.

Elle se présente (**figure II-15**) comme un cylindre de 1.08m de long et de 49cm de rayon fermé à ses deux extrémités par une plaque d'aluminium de 4cm d'épaisseur environ et divisé en trois parties:

- i) batié à partir du tube à vide lui même (cylindre de 90mm de rayon interne et 1.5mm d'épaisseur de Beryllium), se trouve une première zone de dérive interne (TEC I) de rayon externe 143mm, divisée en 12 secteurs en ϕ , chacun d'eux comportant 8 fils de lecture (**figure II-16**) espacé de 4.8mm et dont 2 sont utilisés en division de charge afin de donner une mesure de la coordonnée z.
- ii) une deuxième chambre à dérive externe (TEC O) est concentrique à la première, de rayon interne 168mm et externe 432mm. Elle est séparée de TEC I simplement par des fils de champ et de l'extérieur par un cylindre d'aluminium de 46.5cm de rayon et de 0.4cm d'épaisseur. Elle est divisée en 24 secteurs comportant 54 fils dont 9 utilisés en division de charge. Le gaz utilisé est un mélange 80% de dioxyde de carbone et 20% d'isobutane à une pression de 2 bars, placé en circuit fermé, l'oxygène formé étant continuellement éliminé. La vitesse de dérive est très sensible aux variations de température, de pression et du mélange gazeux. Aussi un système de mesure de ce paramètre a été prévu, permettant une précision de l'ordre de 0.1%. Il consiste pour chaque secteur en un ruban de 200 fibres scintillantes de $500\mu\text{m}$ de largeur et 1mm d'épaisseur placé à l'extérieur de la paroi d'aluminium (**figure II-15**). Il permet à partir de la connaissance du point d'interaction et de la fibre touchée d'établir pour chaque fil du secteur la relation entre la distance et le temps de dérive.

- Electronique associée aux fils de lecture

Le signal issu d'une anode, après amplification et mise en forme, est envoyé à l'entrée d'un convertisseur analogique-digital rapide (FADC) dont le temps de cycle est 10ns et la réponse codée sur 6 bits. Il est donc échantillonné en temps et une méthode de centre de gravité permet de reconstituer l'information temporelle. Un système de microprocesseurs (DRP: Data Reduction Processors) permet de réduire (en 20ms environ) le nombre de données, ne conservant que l'information sur la position et la largeur du signal.

- iii) des chambres mesurant la coordonnée z. Elles consistent en deux chambres concentriques dont les fils d'anode parallèles à l'axe z, se trouvent respectivement à un rayon de 47.5 et 48.4cm. Le mélange gazeux est ici constitué de 80% d'argon et 20% de dioxyde de carbone. La mesure de la position est obtenue à partir du centre de gravité des énergies déposées sur les cathodes divisées en 240 bandes. Celles-ci, sont formées de capton de 0.025mm d'épaisseur et sont croisées: l'angle qu'elles forment avec l'axe z est, du plan cathodique interne vers l'extérieur, respectivement de 90° , 0° , 70° et 70° .

L'épaisseur totale de matière traversée par une particule dont la trajectoire est perpendiculaire à l'axe du faisceau est seulement de 0.08 longueur de radiation.

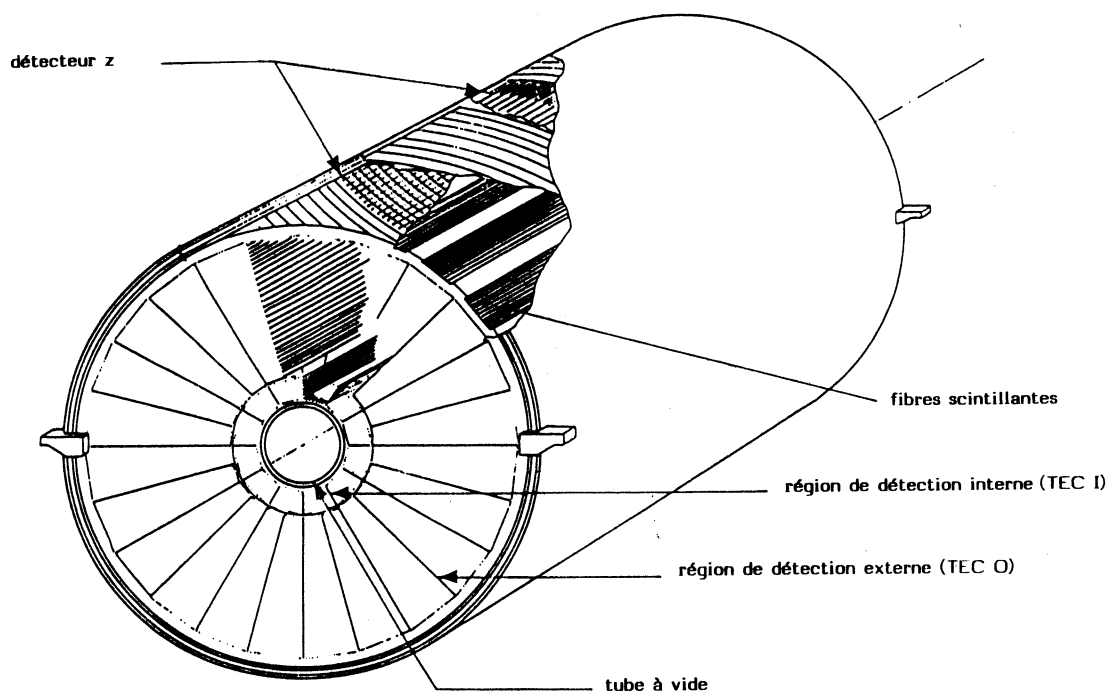


Figure II-15 : *Chambre de Vertex*

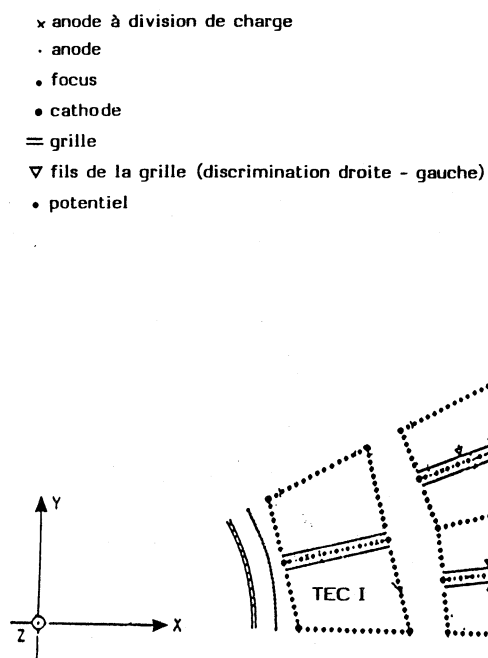


Figure II-16 : *Electronique de lecture*

II-e- Scintillateurs

Destinés à participer à la logique de déclenchement, ils sont constitués de scintillateur BICRON BC-412 de 1cm d'épaisseur et sont lus par des photomultiplicateurs Hamamatsu R2490 spéciaux pour pouvoir fonctionner dans le champ magnétique. Ils forment deux sous ensembles (figure II-17):

Les compteurs de tonneau SB sont placés à l'intérieur du calorimètre hadronique. Ils couvrent les angles $34^\circ < \theta < 146^\circ$. Ils se trouvent à une distance de 88.5cm de l'axe du faisceau au niveau des 3 anneaux centraux et sont courbés jusqu'à se trouver à 97.9cm de cet axe devant les anneaux latéraux. De 2.90m de long, ils ont une largeur de 16.7cm puis 18.2cm de façon à couvrir le même angle solide devant les anneaux longs comme courts. Ils sont regroupés en 16 paires contiguës et lus à chacune de leurs extrémités.

Les compteurs de bouchon SF sont au nombre de 16 devant chacun des compteurs HC1 et sont en forme de pétales (27cm de long, 27.5cm à une extrémité, 18cm à l'autre). Ils étendent la couverture angulaire jusqu'à $25^\circ < \theta < 155^\circ$.

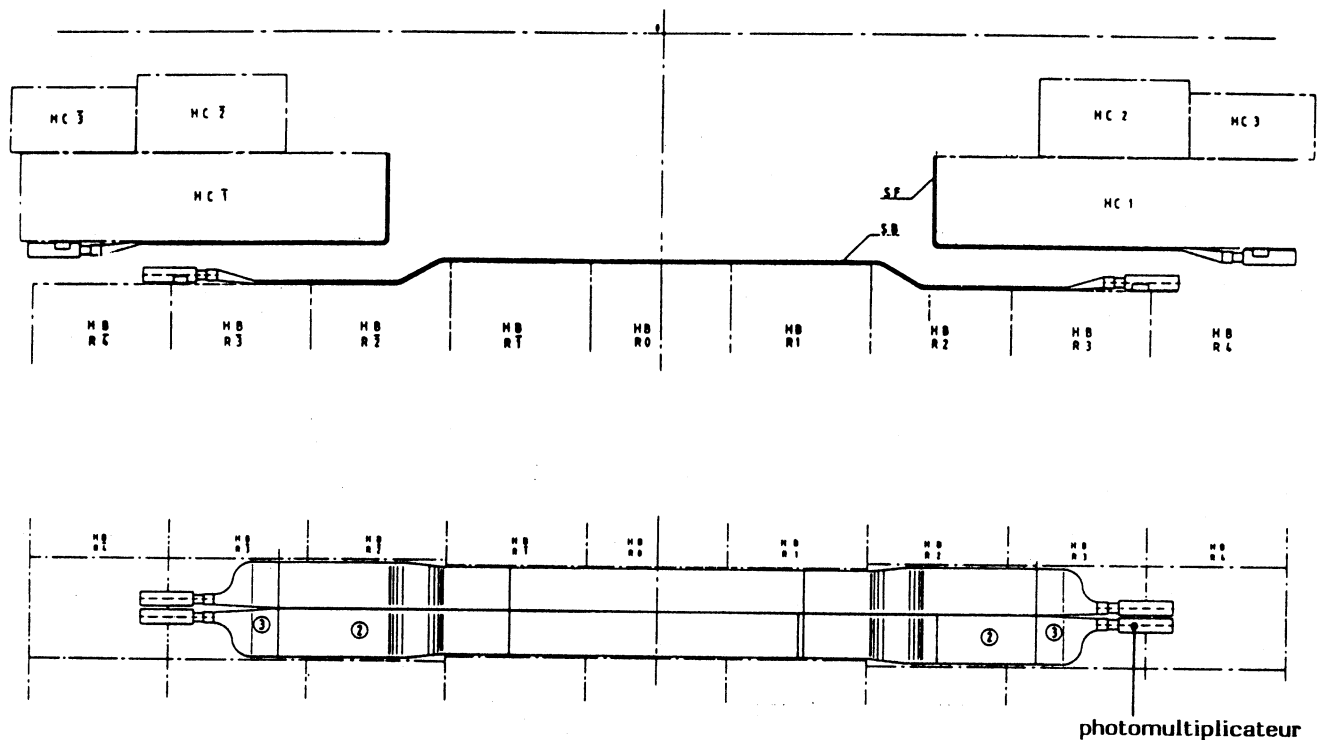


Figure II-17 : Disposition des scintillateurs

II-f- Moniteur de luminosité

Il est formé de deux calorimètres cylindriques identiques précédés d'un détecteur de traces chargées et placés symétriquement de chaque côté et à une distance de 2.65m du point d'interaction. Il couvre l'intervalle angulaire $30 < \theta < 62\text{mrad}$ de façon à être insensible aux réactions d'échange du Z^0 et mesurer les événements Bhabha.

Le calorimètre est constitué de cristaux de BGO (cf § III-b) de 26cm (soit 24 longueurs de radiation) de long disposés en 16 secteurs identiques de 19 cristaux de différentes tailles (**figure II-18**). Les cristaux sont dopés afin de renforcer leur résistance aux radiations. Un système de moniteur à LED (Diode à émission de lumière) permet de contrôler les dommages dus aux radiations. D'autre part le cylindre s'ouvre en deux parties qui s'écartent en s'éloignant du tube à vide au moment des injections.

L'électronique de lecture est identique à celle utilisée sur le tonneau du calorimètre électromagnétique (cf chapitres III et IV).

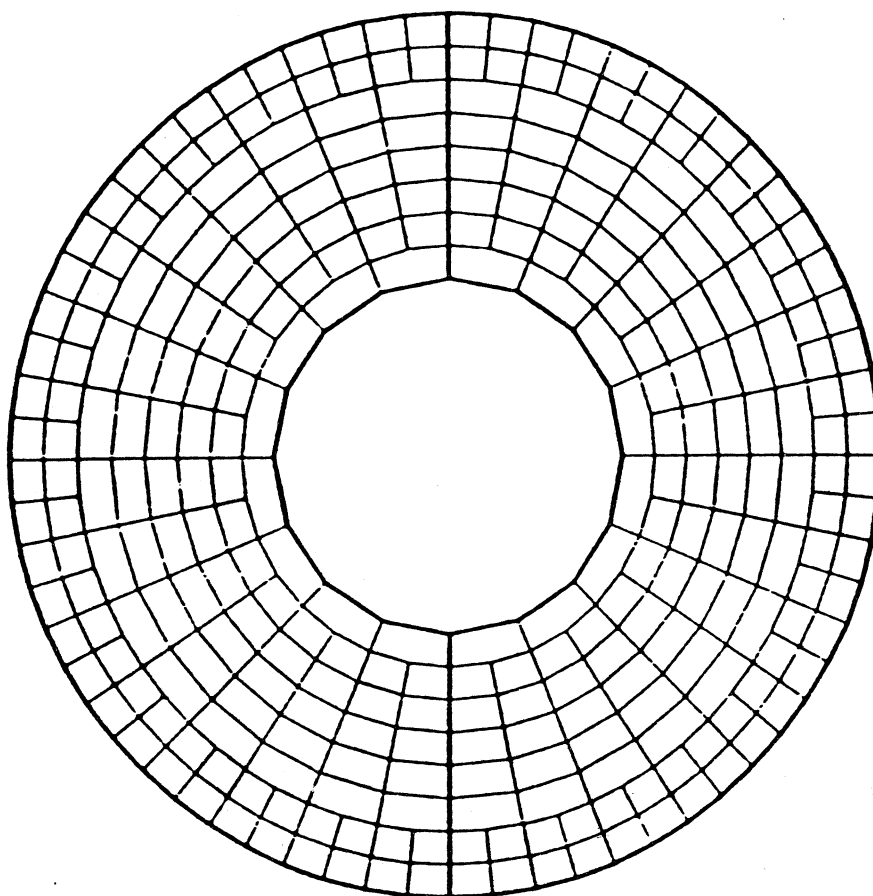


Figure II-18 : *Détecteur de luminosité*

III- Le calorimètre électromagnétique

III-a- Description

Le calorimètre électromagnétique est situé entre la T.E.C et le calorimètre hadronique. Sa granularité doit être très fine afin d'obtenir une bonne résolution en position, un taux élevé de rejection des hadrons. Elle est cependant limitée par les exigences physiques, les impératifs de production et le coût. Le détecteur central, appelé tonneau à cause de sa forme géométrique, couvre les angles θ entre 42° et 138° . Il est constitué de deux parties symétriques formées de 160 rangées identiques de 24 cristaux légèrement différents. Ceux-ci sont de forme tronc pyramidal de 24 cm de long (soit 22 longueurs de radiations), de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ pour la petite face, pointée vers la région d'interaction et de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ pour la grande face. Il sera complété dans un stade ultérieur par l'ajout de deux bouchons actuellement en cours de réalisation.

Tous ces cristaux pointent sur le point d'interaction en θ et avec un décalage de 10 milliradians en ϕ , ils représentent un volume total de cristal de 1.3 à 1.4 m^3 .

La figure II-19 montre l'agencement des cristaux en θ dans un demi-tonneau. La répartition en ϕ est indiquée dans la figure II-20. La structure porteuse doit être réalisée de telle sorte que les cristaux ne subissent aucune contrainte mécanique. Chaque cristal doit donc être isolé de ses voisins par une paroi dont l'épaisseur doit être aussi faible que possible afin de ne pas dégrader la résolution en énergie et la résolution spatiale.

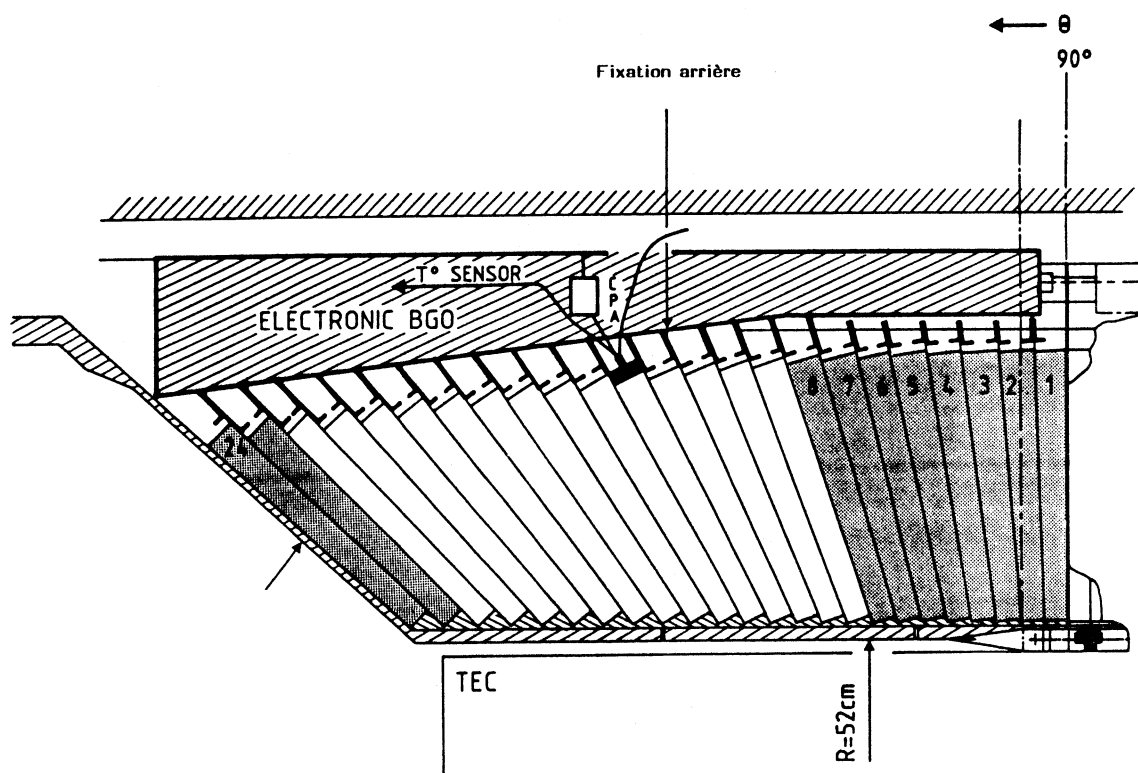


Figure II-19 : Disposition des cristaux en θ .

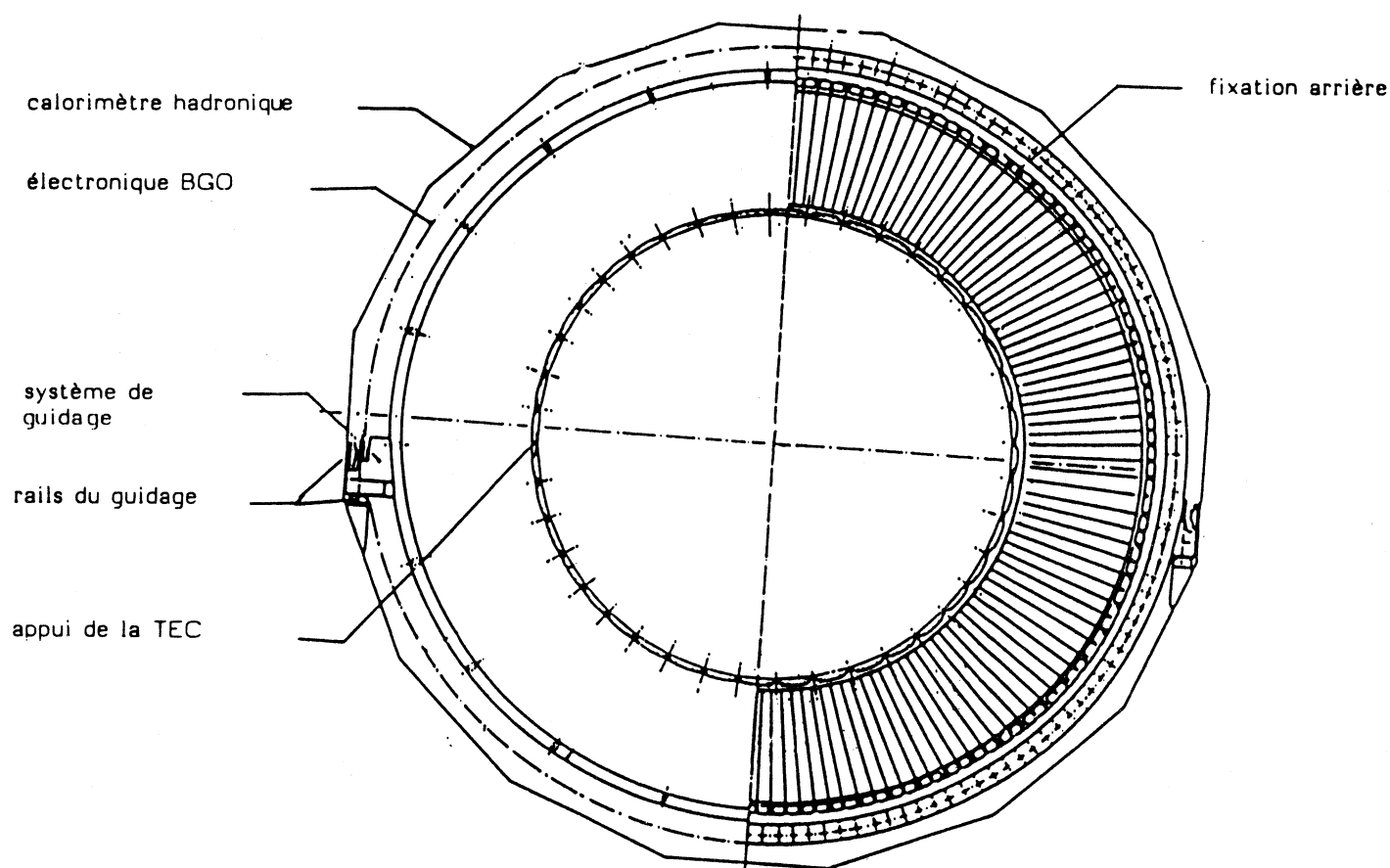


Figure II-20 : *Disposition des cristaux en ϕ .*

Les cristaux sont individuellement insérés dans les alvéoles en fibre de carbone (figure II-21). Le choix de fibre de carbone pour les alvéoles s'explique par la rigidité de ce composant et par sa faible densité qui limitera la perte d'énergie dans les parois entre cristaux (épaisseur de paroi: $200\mu m$).

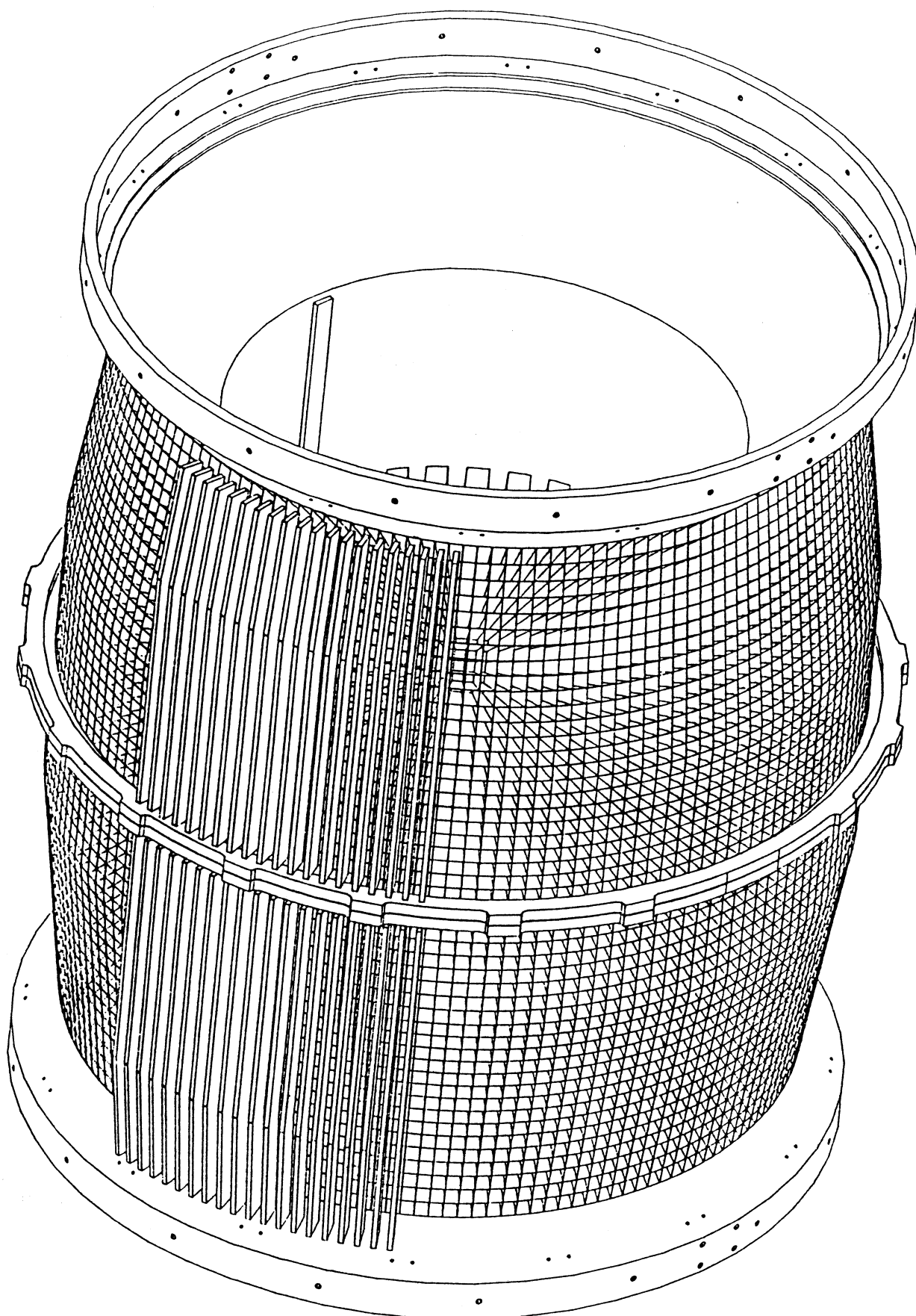


Figure II-21 : *Structure du calorimètre électromagnétique.*

III-b- Le Germanate de Bismuth (BGO)

La principale originalité du calorimètre électromagnétique de l'expérience L3, réside dans l'emploi de monocristaux de Germanate de Bismuth ($\text{Bi}_4 \text{Ge}_3 \text{O}_{12}$) comme matériau de scintillation.

Le BGO utilisé comme scintillateur, possède de nombreux atouts comparé à d'autres matériaux :

- Sa grande densité due à la présence des ions Bi^{3+} ($Z = 80$) lui confère un fort pouvoir d'arrêt.
- Sa non hygroscopicité et sa grande stabilité chimique évite de devoir prendre de grandes précautions dans son utilisation comme détecteur (avantage important comparé à l'iodure de sodium).
- En revanche, le taux de lumière sortante est défavorable au BGO et notons que son prix est très élevé.

Les caractéristiques respectives de quatre scintillateurs utilisés en physique des hautes énergies sont résumées dans le **tableau II-3**.

<i>Caractéristiques</i>	<i>BGO</i>	<i>Ba F₂</i>	<i>CsI (Tl)</i>	<i>NaI (Tl)</i>
<i>Longueur de radiation : $X_0(\text{cm})$</i>	1.12	2.03	1.85	2.59
<i>Longueur d'interaction : $\lambda_0(\text{cm})$</i>	22.2	21.5	36.5	41.5
X_0/λ_0	0.047	0.094	0.051	0.062
<i>Densité (g/cm^3)</i>	7.13	4.88	4.53	3.67
<i>Pic d'émission (nm)</i>	480	325	560	410
<i>Temps de décroissance (ns)</i>	300	620	1000	250
<i>Indice de réfraction</i>	2.15	1.56	1.80	1.85
<i>Gradient de Température ($\%/^{\circ}\text{C}$)</i>	-1.5	+0.6	± 0.22
<i>$(dE/dx)_{\min}$ (MeV/cm)</i>	9.5	5.72	5.6	4.8
<i>Rayon de Molière R_m (cm)</i>	2.3	4.4
<i>Hygroscopicité</i>	<i>non</i>	<i>non</i>	<i>légère</i>	<i>oui</i>

Tableau II-3 : Les caractéristiques du BGO comparées à celles d'autres scintillateurs.

Les propriétés de fluorescence de $\text{Bi}_4 \text{Ge}_3 \text{O}_{12}$ ont été largement étudiées dans les années 1980, notamment par le laboratoire de matériaux luminescents de l'Université de Lyon. Les résultats récents concernant ces propriétés peuvent être trouvées dans la référence [6].

Du fait que le calorimètre se trouve dans un champ magnétique et que la place disponible est réduite, la transformation de la lumière produite dans un cristal en signal électrique ne peut se faire à l'aide d'un photomultiplicateur. La solution adoptée est l'utilisation de photodiodes qui, elles, ne sont pas perturbées par le champ magnétique.

III-c- Résolution en énergie

Les principales contributions à la résolution en énergie des photons et électrons sont données par la formule suivante:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right) = \left(\left(\frac{\sigma_l}{E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_N}{E}\right)^2\right)^{1/2} \quad (II - 3)$$

Le premier terme σ_l décrit les fluctuations sur l'énergie déposée en dehors du matériau scintillant puisque les gerbes électromagnétiques ne sont pas entièrement contenues dans le volume actif du calorimètre. On peut distinguer:

- Les fuites avant dues à la rétrodiffusion de particules de la gerbe électromagnétique.
- Les fuites arrières lorsque le développement longitudinal de la gerbe excède la longueur du cristal.
- Les fuites latérales dans le support situé entre les cristaux du BGO.

Un programme Monte Carlo est indispensable pour estimer ce terme σ_l , auquel on ne peut accéder expérimentalement [7].

La figure II-22 met en évidence l'influence des fuites arrières, elle présente les résolutions en énergie (par simulation de Monte Carlo) pour deux cristaux de longueurs différentes. Cet effet s'accroît avec l'énergie.

Le deuxième terme σ_N prend en compte le bruit provenant des photodiodes et de l'électronique associée. Ce terme devient très important à basse énergie. L'étude du bruit électronique sera effectuée explicitement dans le chapitre III.

IV- Propriétés des gerbes électromagnétiques

IV-a- Introduction

Les calorimètres sont des blocs de matière qui absorbent l'énergie d'une particule incidente en la dégradant au cours d'interactions successives qui se développent sous forme de cascade (appelée aussi gerbe) et qui révèlent et mesurent cette énergie. La particule

samment énergétiques et restent dans la matière: d'où le développement d'une gerbe.

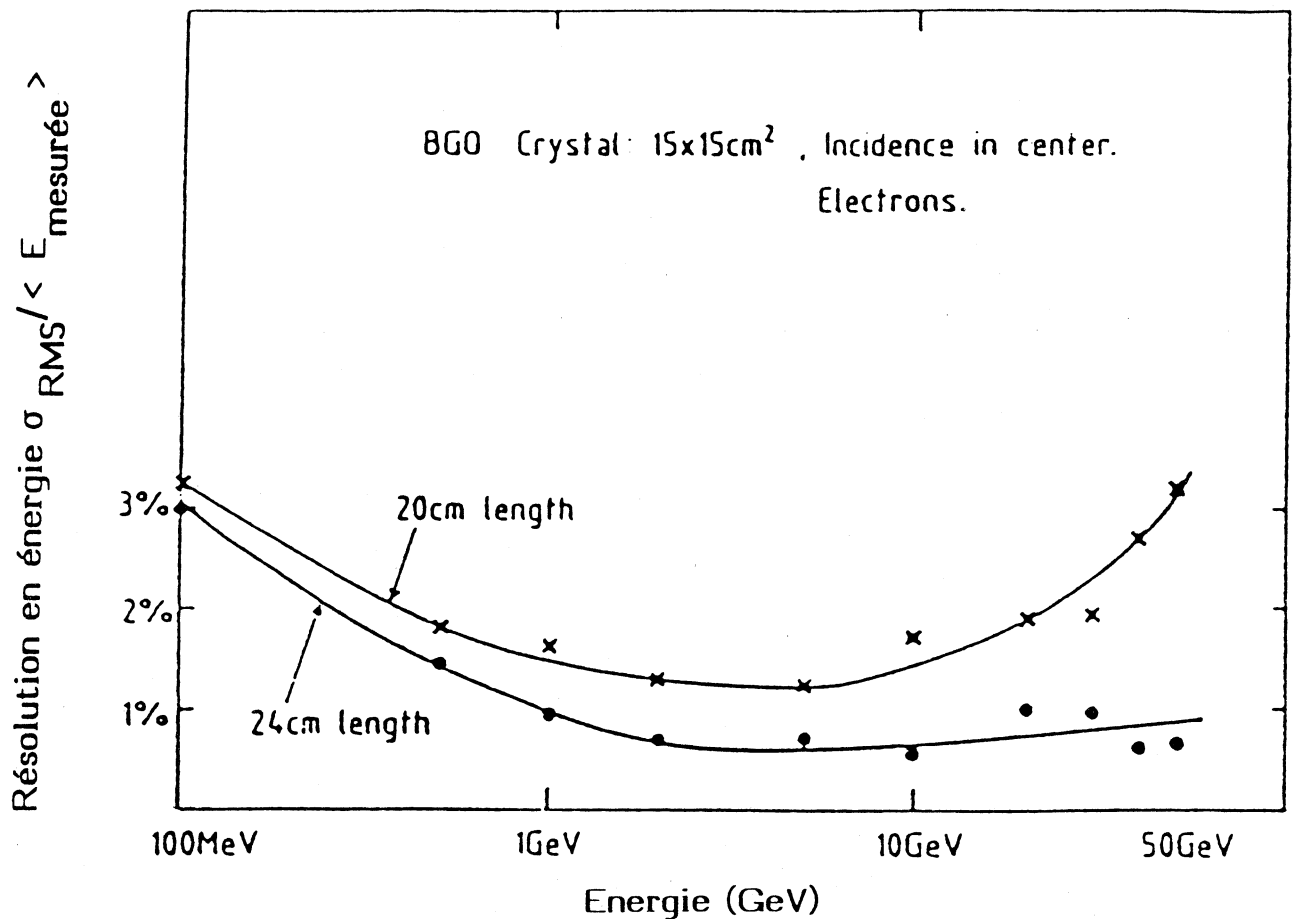


Figure II-22 : Effet des fuites vers l'arrière sur la résolution en énergie.

IV-b- Le développement de la gerbe

Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) et la production de paires (e^+e^-) sont les processus dominants d'interaction des électrons et des photons de haute énergie.

Au delà de 1 GeV, les sections efficaces de ces processus deviennent indépendantes de l'énergie des particules incidentes.

Pour exprimer le développement spatial de la gerbe électromagnétique, deux grandeurs caractéristiques du matériau absorbeur sont fondamentales: La longueur de radiation (unité de développement longitudinal des gerbes) et le rayon de Molière (décrivant le développement latéral).

• La longueur de radiation notée (X_0) est définie comme étant la longueur qu'il faut parcourir à une particule d'énergie incidente E pour que son énergie résiduelle devienne $\frac{E}{e}$. On peut montrer que [8]:

$$\frac{1}{X_0} \approx 4\alpha \frac{N_A}{A} Z(Z+1)r_0^2 \ln(183 Z^{-1/3}) \left[1 + 0.12 \left(\frac{Z}{82} \right)^2 \right]$$

avec :

N_A : nombre d'Avogadro.

$\alpha = 1/137$: constante de structure fine.

A : masse atomique du matériau, Z son numéro atomique.

r_0 : rayon classique de l'électron ($2.82 \cdot 10^{-15}$ m).

Les particules secondaires produites dans une interaction électromagnétique d'un photon ou d'un électron sont encore des électrons ou des photons. La gerbe se développe en produisant un accroissement du nombre de photons et d'électrons secondaires.

Lorsque l'énergie des particules secondaires devient trop faible pour assurer de nouvelles multiplications, le nombre de particules dans la gerbe atteint un maximum puis décroît, alors que les processus dominants d'interaction des photons deviennent l'effet Compton ou photoélectrique. Ce changement d'intensité relative du processus d'interaction est caractérisé par l'énergie E_c (énergie critique) dépendant du matériau.

$$E_c = 0.55/Z \text{ (en GeV).}$$

$$E_c \approx 9.2 \text{ MeV pour le BGO}$$

E_c est l'énergie critique d'un électron pour laquelle les pertes par radiation, par collisions et ionisation sont du même ordre.

Le développement des gerbes électromagnétiques a été largement étudié:

- à partir des calculs analytiques fondés sur certaines approximations [8].
- à partir de calcul de simulation Monte-Carlo (figure II-23).
- expérimentalement.

La position du maximum de la gerbe, t_{max} , variant avec l'énergie, peut être évaluée par la formule de Rossi en unités X_0 [8]:

$$t_{max} \approx X_0 \left(\ln \frac{E}{E_c} - \delta \right)$$

$\delta = 1$ pour l'électron, 0.5 pour le photon.

Après le maximum, la gerbe décroît selon une loi exponentielle de la forme $\exp(-t/\lambda_{att})$ en introduisant la longueur d'atténuation longitudinale λ_{att} qui s'écrit:

$$L \approx t_{max} + 4\lambda_{att} \quad (II - 4)$$

Expérimentalement, L peut être estimée comme étant la profondeur où l'énergie totale détectée commence à se saturer.

- Le rayon de Molière

Le développement latéral d'une gerbe électromagnétique est déterminé par les diffusions multiples de basse énergie. Il est fonction de l'énergie critique et de la longueur de radiation du matériau.

Une unité couramment utilisée pour exprimer l'extension latérale de la gerbe est le rayon de Molière qui est défini comme:

$$R_m \approx X_0 \frac{21(MeV)}{E_c(MeV)} \quad (II - 5)$$

On peut estimer que 90% de l'énergie totale déposée par la gerbe est contenue dans un cylindre de rayon $1R_m$ et 99% dans un cylindre de rayon $7R_m$.

Pour le BGO, le rayon de Molière $R_m = 2.24 \text{ cm}$ [10], c'est à dire que 95% se trouve dans un cylindre de rayon 4.48 cm .

Il est donc nécessaire de sommer les signaux obtenus dans plusieurs cristaux si l'on veut déterminer avec une bonne précision l'énergie d'une particule incidente. Cependant le bruit électronique oblige à limiter le nombre de canaux sommés pour ne pas dégrader la résolution dans le cas d'une particule de basse énergie.

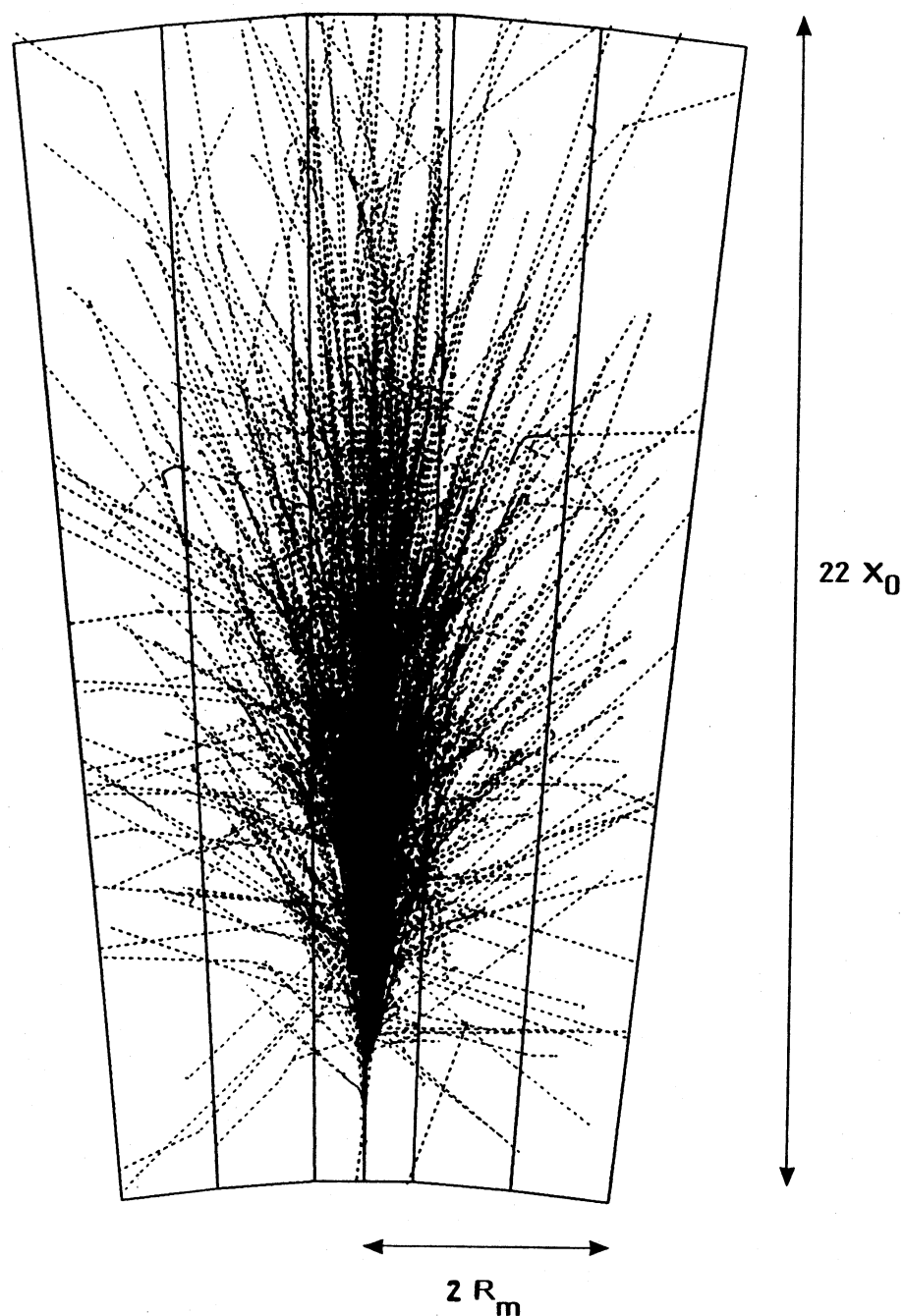


Figure II-23 : Simulation avec le programme de Monte Carlo EGS [9] d'une gerbe formée par un électron de 10 GeV dans le BGO. (les pointillés représentent le parcours des photons, les traits pleins ceux des électrons et positons).

BIBLIOGRAPHIE

- [1] - **C.Wyss**,
CERN-LEP-MA/87-54.
- [2] - **P.Bernard, H.Lengeler, E.Picasso**,
ECFA Workshop on LEP200 CERN 87-08 (1987) p 29.
- [3] - **U.Becker et al**,
Nuc. Instr. and Meth A263(1988)14
- [4] - **M.Cerrada et al**,
Nucl. Instr. and Meth A263(1988)343
- [5] - **L.W.Jones**,
Rapport interne L3 # 585(88).
- [6] - **F.Rogemend**,
Thèse de diplôme de doctorat, Université Lyon I 21 Avril 1986.
- [7] - **M.Caillat**,
Thèse de diplôme de doctorat, LAPP Annecy 21 Mars 1986.
- [8] - **B.Rossi**,
High-Energy Particles editeur Prentice-Hall (1952).
- [9] - **W.R.Nelson, H.Hirayama, D.W.O.Rogers**,
SLAC-265 (1985).
- [10] - **M.Cavalli-Sforza et al**,
International conference on Instrumentation for collider Beam physics
SLAC-250 (1982) p 216.

CHAPITRE III

TEST D'UNE PORTION DE CALORIMETRE SUR FAISCEAU D'ELECTRONS DE 2 A 50 GeV.

PLAN

I - La matrice de BGO	77
I-1- Les cristaux de BGO	77
I-2- Les photodiodes	80
I-3- Les préamplificateurs de charge	83
I-3-a- Description	83
I-3-b- Test avant montage	83
i) Le dispositif expérimental	84
ii) Le mode de fonctionnement	87
iii) La calibration absolue	88
I-4- Amplification et lecture	92
I-4-a- Introduction	92
I-4-b- Le système ampli-intégrateur	93
I-4-c- Le convertisseur analogique digital (A.D.C)	94
II - Les tests en faisceau	95
II-1- Description de la ligne de faisceau	95
II-2- Dispositif expérimental	95
a) Les chambres à fils	97
b) Les compteurs Cerenkov à seuil	97
c) Déclenchement	98
d) Matrice test	98
III - Etude des piédestaux . Bruit électronique	100
III-1- Détermination des piédestaux	100
III-2- Etude du bruit électronique	101
III-3- Distribution des piédestaux sans faisceau	106
III-4- Distribution des piédestaux avec faisceau	107
III-5- Etude de la corrélation	114
III-6- Conclusion	119
IV - Constantes de calibration	120
IV-1- Détermination des constantes de calibration sur faisceau	120
IV-1-a- Influence de la température	120
IV-1-b- Détermination des constantes	121
IV-2- Détermination du taux de lumière au banc cosmique	123
IV-2-a- Dispositif expérimental	123
IV-2-b- Résultats	125
IV-3- Corrélation entre les constantes de calibration sur faisceau et les taux de lumière	127
IV-4- Corrélation entre les constantes de calibration sur faisceau à différentes énergies	133
BIBLIOGRAPHIE	137

I- La matrice de BGO

En 1986, les tests ont été effectués sur un prototype de cent cristaux de BGO qui était une partie de la configuration finale de l'expérience L3 (portion de tonneau autour de $\theta = 90^\circ$).

I-1- Les cristaux de BGO

Le support mécanique de ces 100 cristaux est un nid d'abeilles en fibre de carbone d'environ $200\ \mu\text{m}$ d'épaisseur de parois.

La collection de la lumière produite par scintillation au sein du cristal vers les photodiodes est un problème important.

Pour des cristaux tronç-pyramidaux ayant des faces polies, la réponse lumineuse dépend du point d'impact de la particule incidente le long du cristal: il y a plus de lumière collectée quand l'impact est proche de la petite face du cristal (environ deux fois plus de lumière). Ceci est incompatible avec une bonne résolution et une réponse linéaire avec l'énergie. Pour rendre la réponse en lumière uniforme, c'est à dire indépendante du point d'impact, le procédé utilisé en 1986 a été de réaliser un dépoli contrôlé sur deux faces latérales opposées mis en œuvre au LAPP (Laboratoire d'Annecy-le Vieux de physique des particules).

Les figures III-1, III-2 mettent en évidence l'influence du dépoli sur la réponse des cristaux de BGO à des particules cosmiques (cf § IV-2) en fonction de la distance de leur impact à la photodiode.

Après ce traitement de surface, le choix de l'enrobage a découlé d'un compromis entre le taux de lumière recueillie par les photodiodes et l'importance des zones mortes de détection (parois). C'est ainsi que l'enrobage épais (papier Harshaw) utilisé lors des tests précédents ([1],[2]) et qui permettait un taux de lumière élevé (avantage à basse énergie) a été remplacé par un enrobage beaucoup plus mince en mylar aluminisé, guidant moins de lumière sur les photodiodes mais permettant de limiter l'importance des zones inactives pour la détection des gerbes (avantage au dessus du GeV où les pertes des gerbes à cause des parois constituent une limitation importante à la résolution en énergie).

La solution adoptée, est d'enrober les cristaux de mylar aluminisé de $12\ \mu\text{m}$ d'épaisseur avant de les insérer dans la structure mécanique.

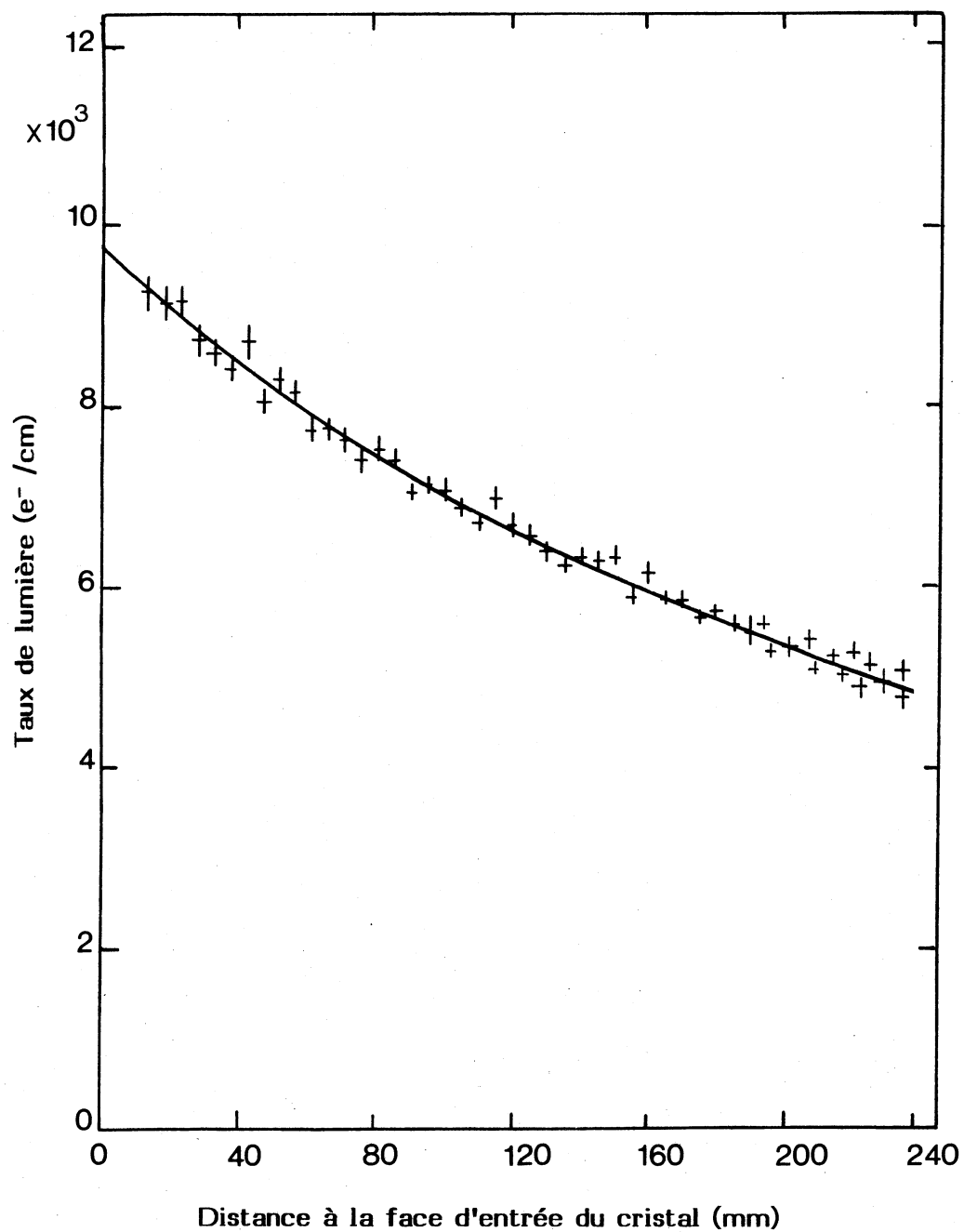


Figure III-1 : *Cristal poli de BGO*

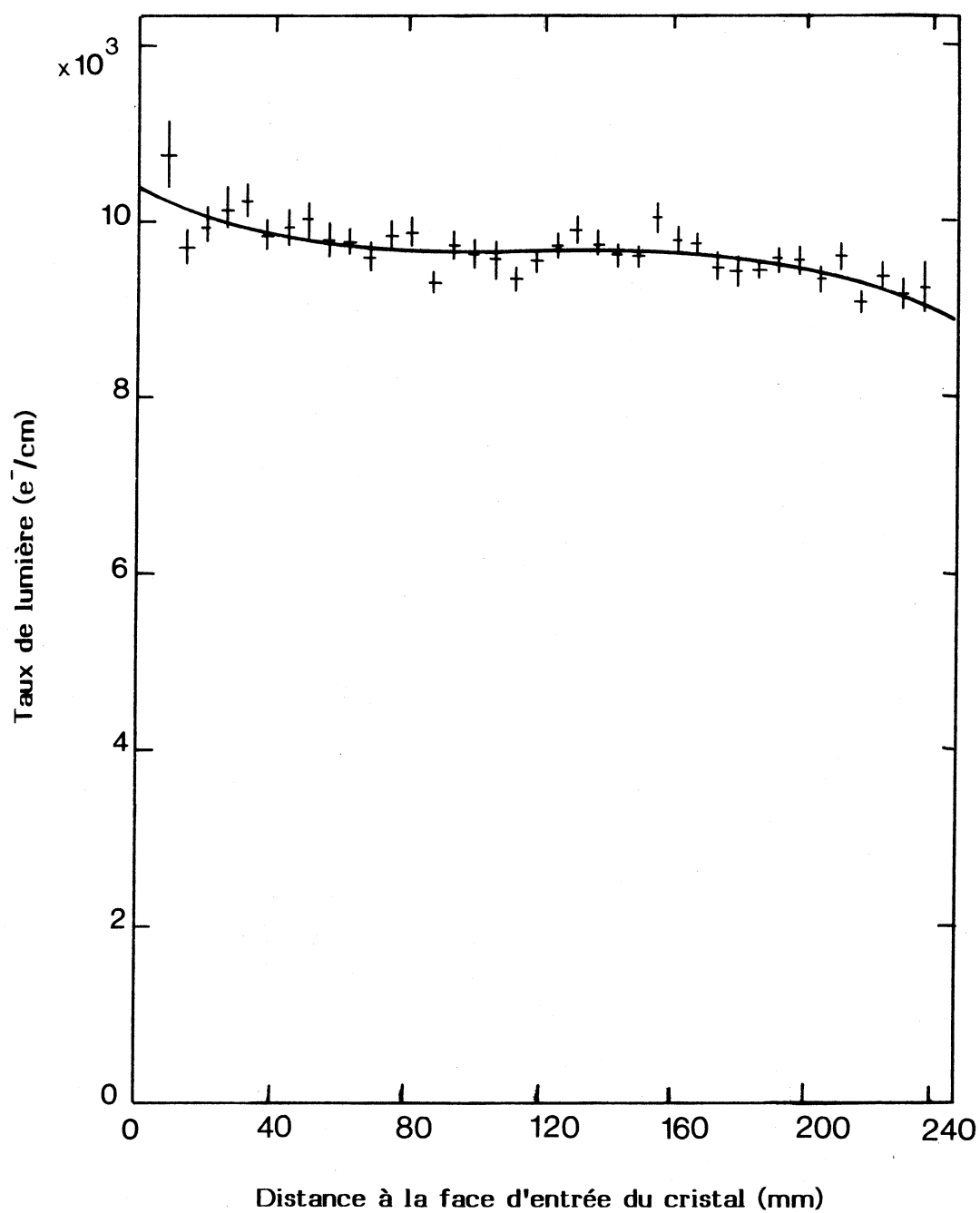


Figure III-2 : Cristal avec deux faces latérales dépolies de BGO

I-2- Les photodiodes

Elles assurent la transformation de la quantité de lumière reçue en un signal électrique. Tous les tests précédents (1982-1985) ont été réalisés avec des photodiodes (Hamamatsu S1790) de 1 cm², directement collées sur les cristaux (deux à trois photodiodes connectées en parallèle).

La matrice de 1986 put, quant à elle, être équipée de nouvelles photodiodes (S2662) du même type que les S1790 mais ayant une surface de détection de 1.5 cm². Les caractéristiques de ces photodiodes [3], (ramenées à 1.5 cm²), sont identiques à celles des S1790 (**tableau III-1**) montrant par là les progrès sensibles réalisés par le constructeur depuis les premiers prototypes des années 1982-1983.

types de photodiodes	dimensions (mm)	réponse spectrale		courant inverse moyen (nA)	capacité (pF)
		gamme (nm)	pic (nm)		
S1790	10 × 10	320 – 1060	900 ± 50	1	70
S2662	7.5 × 20	320 – 1060	900 ± 50	2	120

Tableau III-1 : Les caractéristiques des deux types de photodiodes.

Chacun des cristaux de la matrice test est équipé sur sa face arrière de 2 photodiodes protégées par un ensemble mécanique en plastique appelée "capsule" schématisé sur la **figure III-3** permettant d'assurer les fonctions suivantes:

- Tenue mécanique et connection en parallèle des deux photodiodes.
- Tenue mécanique du système de fibres optiques destinées au monitoring.
- Tenue mécanique des prises de signal "Dubox" inter-connectant les photodiodes aux préamplificateurs.
- Enfin, tenue mécanique (par pression) au moyen de "cavalier", des cristaux dans leur alvéole.

La figure III-4 montre, pour les cent capsules la répartition du courant inverse obtenue avec 15 Volts de tension-inverse: La moyenne est de 2.1 nA par 3 cm², donc meilleure que celle fournie par le constructeur.

Sur cent capsules, une seule montra, après la fin des tests en faisceau, un courant inverse important (variant de 18 à 30 nA), les quatre vingt dix neuf autres restant remarquablement stables.

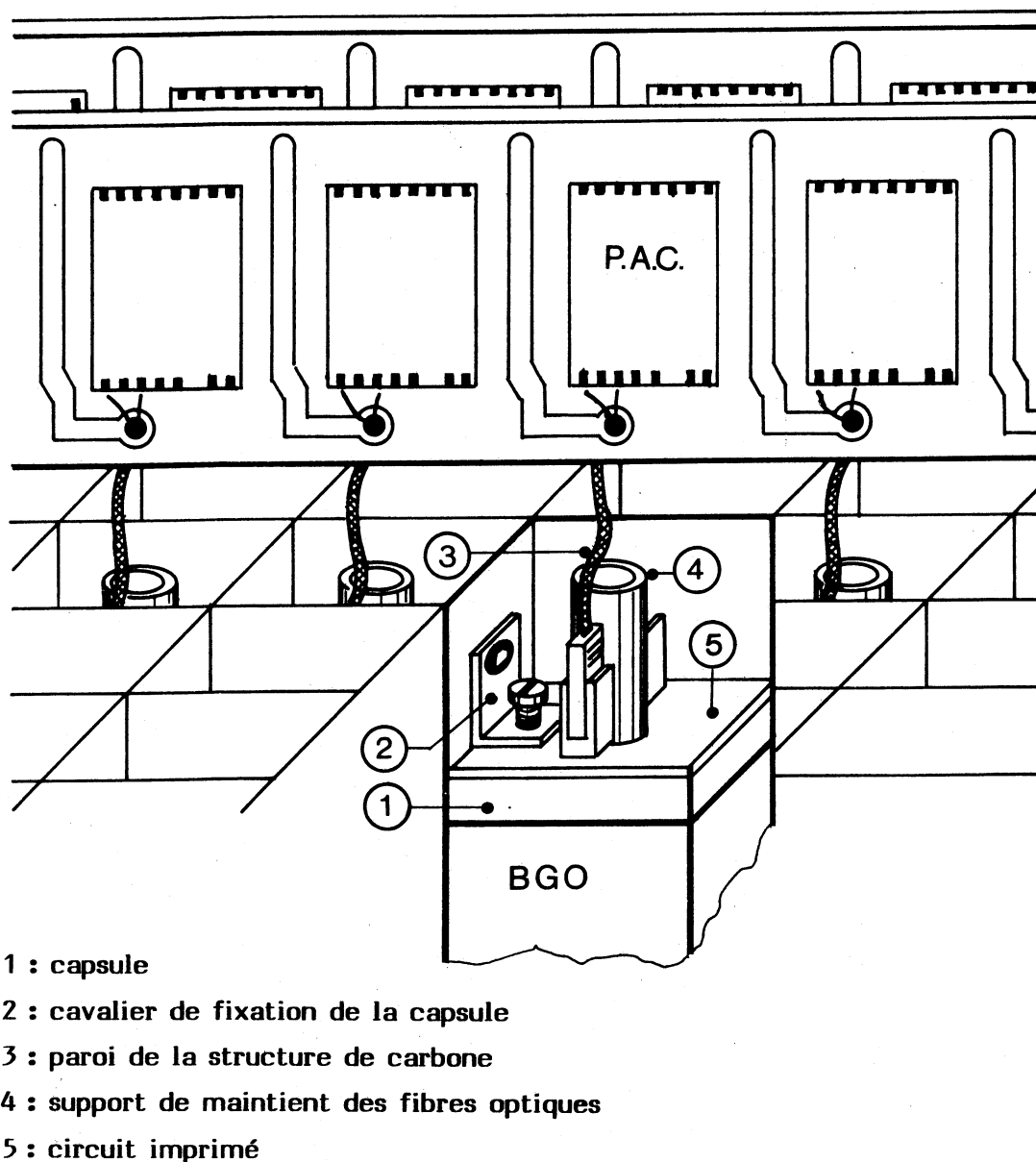


Figure III-3 : Connection PAC-Photodiodes en 1986.

Chaque cristal est équipé de photodiodes, ces dernières étant connectées à des préamplificateurs de charge. Le signal, après mise en forme, est digitalisé par un ADC mis au point par l'Université de PRINCETON.

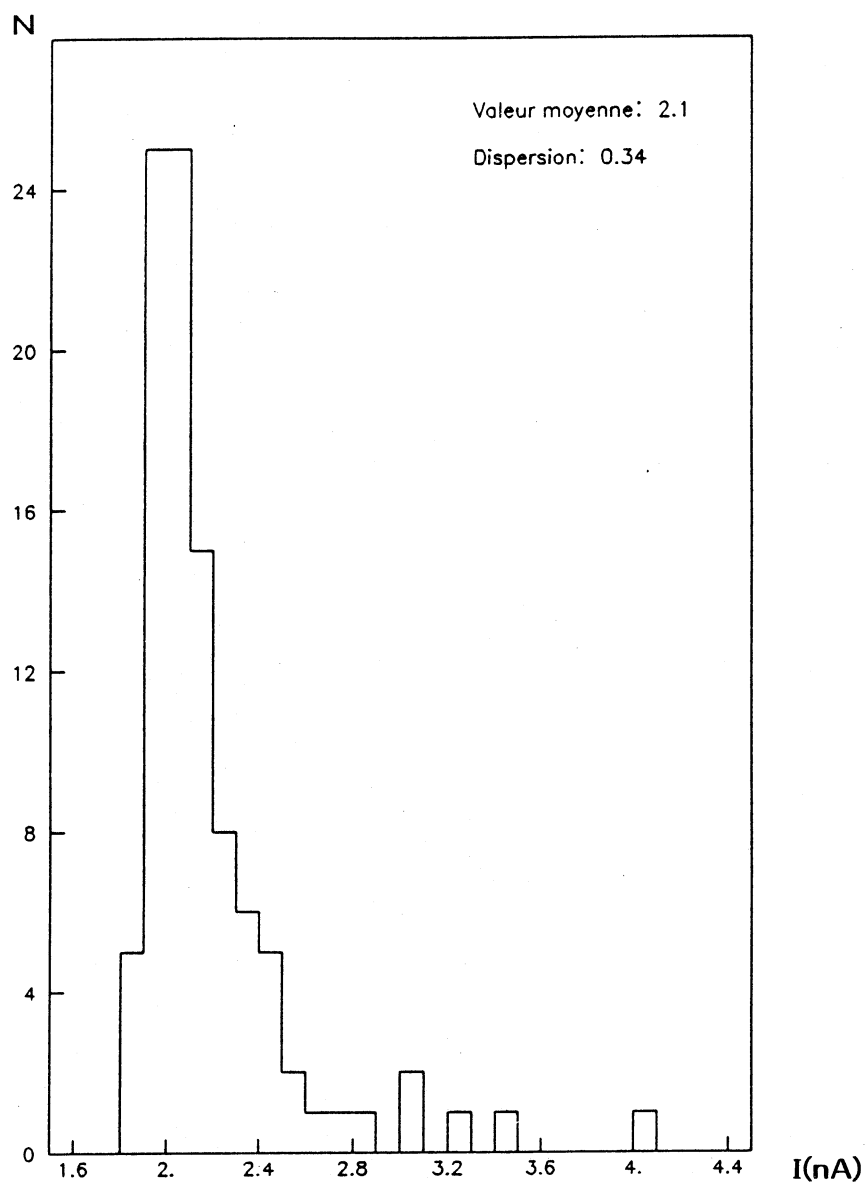


Figure III-4 : *Distribution du courant inverse des photodiodes (nA).*

I-3- Les préamplificateurs de charges

I-3-a- Description

Les préamplificateurs de charge (PAC) utilisés pour la matrice test, ont été étudiés et réalisés en technologie hybride de couche épaisse par le service microélectronique de l'I.P.N de LYON, ils sont décrits, ainsi que leurs caractéristiques de façon détaillée dans la référence [4].

Nous résumons ici, les caractéristiques essentielles de ces préamplificateurs de charge:

- Linéarité de 0 à 10 Volts: 0.02% au maximum.
- Linéarité différentielle de 0 à 10 Volts: 0.15% au maximum pour 1.4×10^5 électrons injectés.
- Élément principal, le transistor à effet de champ d'entrée (FET 2SK147BL TO-SHIBA) a été choisi pour ses excellentes caractéristiques en bruit et sa grande transconductance [4].
- Ils ont un gain moyen de $38 \mu V/1000 e^-$ et transmettent un signal de 300 ns de temps de montée (correspondant au temps de luminiscence du BGO) et 700 μs de temps de décroissance.

La consommation du préamplificateur de charge est environ 150 mW. Des tests de fiabilité ont été faits en chauffant un échantillon de PAC à $100^\circ C$ pendant:

1500 heures sans tension d'alimentation.

850 heures avec tension d'alimentation.

Aucune dégradation des caractéristiques électriques n'a été observé au cours de ces deux tests.

I-3-b- Test avant montage

Ces tests, permettant de vérifier le bon fonctionnement de chacune des voies de préamplification, ont été réalisés avant leur montage sur la matrice et l'étude en faisceau.

Les préamplificateurs de charges sont regroupés par dix sur chaque carte électronique, ils fournissent un signal d'amplitude maximale de 10 Volts qui doit correspondre à une gamme d'énergie allant de quelques MeV à 100 GeV.

Dans un premier temps, je décrirai le dispositif expérimental ainsi que le mode de fonctionnement, puis l'analyse et les informations obtenues à partir des données stockées durant ces tests.

Pour la réalisation de ces tests, toutes les cartes ont été munies d'un capot de refroidissement permettant ultérieurement, au cours de l'étude en faisceau, la circulation de fréon destiné à maintenir la température des préamplificateurs de charges voisine de $17^\circ C$ (cf § II-2).

i) Le dispositif expérimental

- Deux photodiodes de 1 cm^2 placées dans une boîte blindée et connectées en parallèle.
- Dix cartes de 10 PAC. Un seul préamplificateur peut être relié aux photodiodes et l'étude se fait donc voie par voie.

Chaque carte est munie d'un câble de trois mètres relié à un connecteur.

- Une carte d'interface s'insérant dans le connecteur et formée de dix voies munies chacune d'une entrée reliée au générateur test CAMAC et de deux sorties, l'une transmettant le signal délivré par le PAC et l'autre permettant la mesure du courant inverse des photodiodes (figure III-5).

- Un générateur d'impulsions destiné à injecter à l'entrée du PAC via la capacité d'injection une charge électrique simulant une charge collectée par la photodiode, permettant ainsi un étalonnage.

- Des sources de Co^{57} destinées à la calibration absolue des chaînes électroniques.

- Une électronique logique et un système d'acquisition (figure III-6). comprenant :

Un amplificateur-filtre (mis au point au laboratoire [5]) Il peut générer deux signaux : l'un avec une constante de filtrage de $2\mu\text{s}$ qui, optimisant le rapport signal sur bruit, est destiné à l'analyse, l'autre avec une constante plus courte donne un signal rapide destiné au déclenchement.

- 10 convertisseurs analogique digital (ORTEC AD811).

- Un microcalculateur CAVIAR assurant l'acquisition et la gestion des résultats.

Le déclenchement du système d'acquisition est assuré:

- soit en acquisition générateur par un signal synchrone fourni par le générateur.
- soit en acquisition Cobalt par le signal rapide de l'amplificateur, suivi d'un discriminateur.

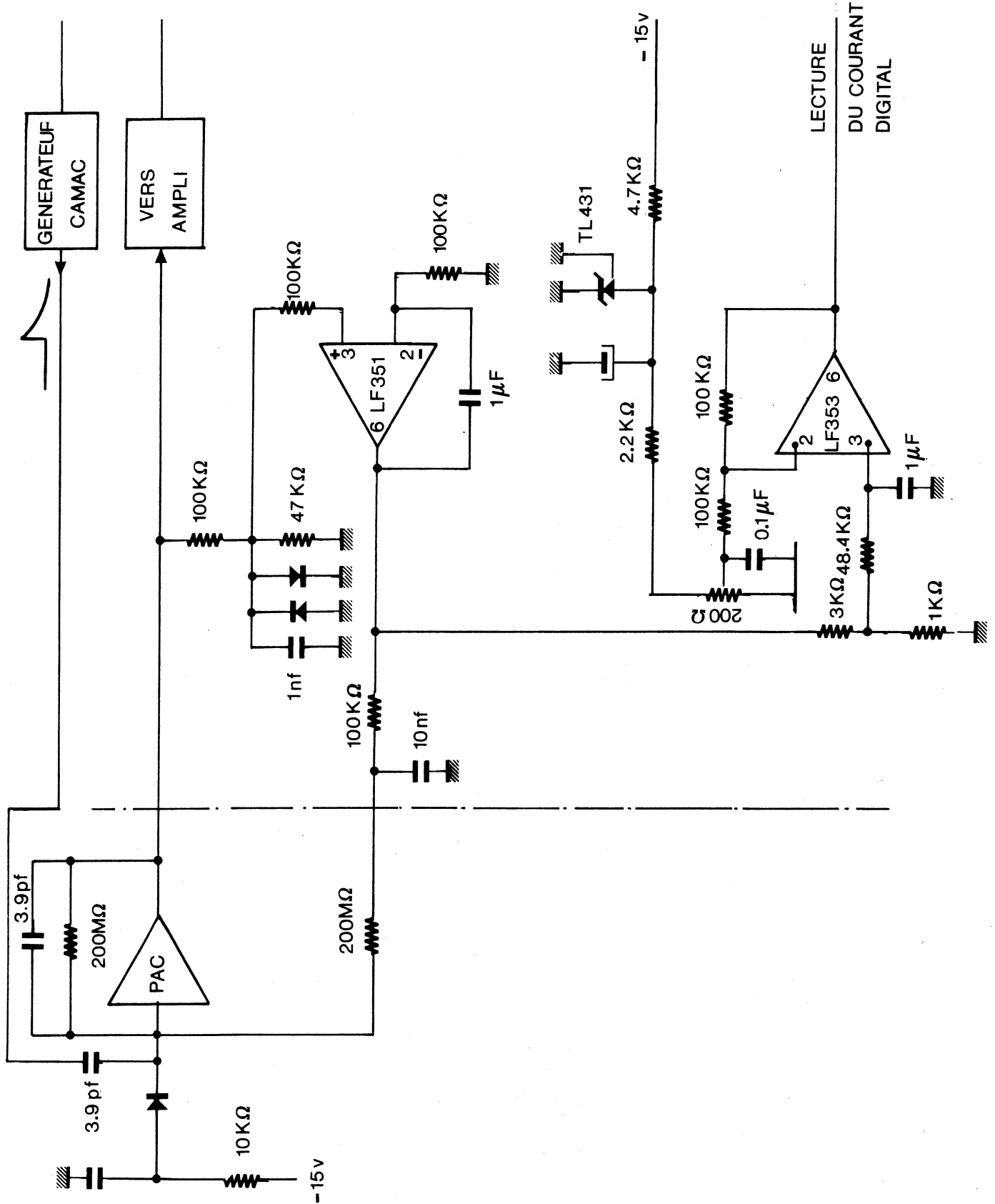


Figure III-5 : Interface entre préamplificateur et amplificateur.

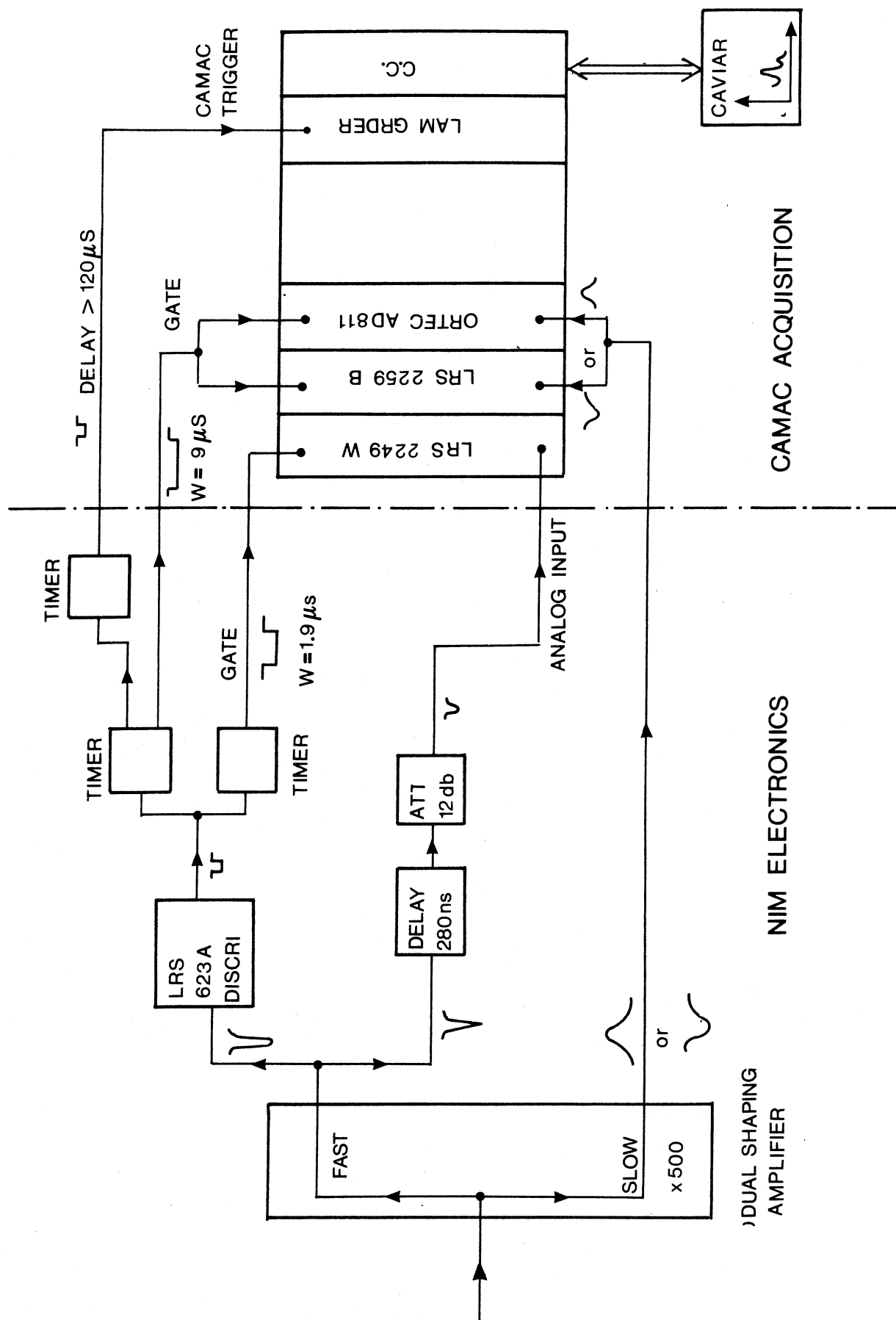
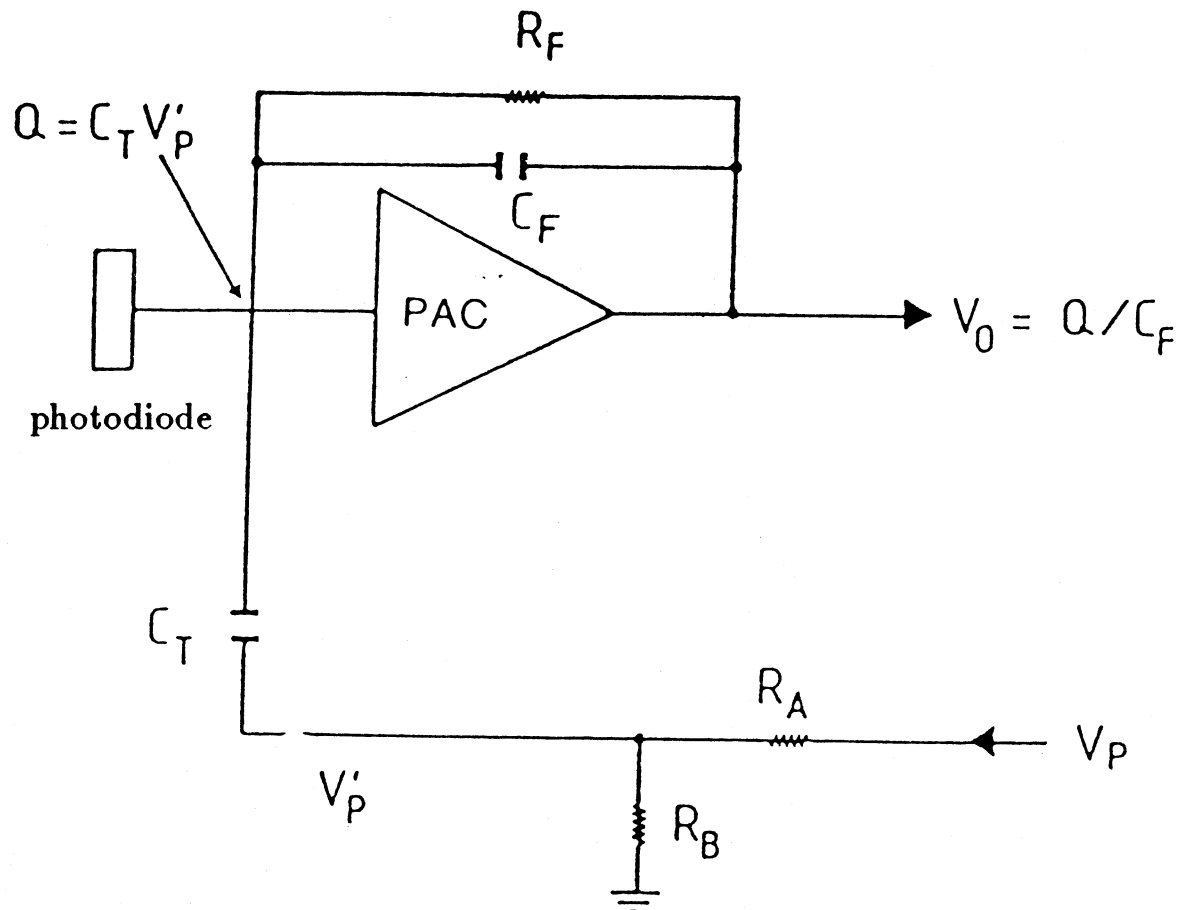


Figure III-6 : Le système de test des cartes de PAC.

ii) Le mode de fonctionnement

On génère trois amplitudes (A_1 , $A_1/2$, $A_1/4$) à partir du générateur d'impulsions sous forme d'une tension V'_p qui est convertie en charge Q dans un condensateur C_T à l'entrée du PAC. A son tour, cette charge est convertie par le PAC en une tension $V_0 = Q/C_F$ selon le schéma suivant :



Dans notre système expérimental, le couplage entre la photodiode et le PAC est de type continu. De ce fait, la carte d'interface comprend (figure III-5) un premier amplificateur opérationnel (LF351) maintenant à zéro la tension moyenne de sortie du PAC (DC Feedback) en compensant au niveau de l'entrée du PAC le courant dû à la photodiode. Un deuxième amplificateur opérationnel (LF353) fournit une tension qui est l'image du courant inverse de la photodiode.

iii) La calibration absolue

Le but de la calibration absolue est de déterminer le nombre d'électrons par canal d'ADC. Elle a été effectuée en utilisant une source de cobalt émettrice de photons.

Intéressons-nous préalablement aux processus physiques mis en jeu.

a) Interaction des photons avec la matière

Les photons, quanta du champ électromagnétique, sont absorbés ou diffusés par les atomes et les électrons libres du milieu qu'ils rencontrent. Un photon incident traversant la photodiode peut perdre son énergie suivant trois processus principaux : effet photoélectrique, effet Compton et effet de création de paires électron-positon.

Ces différents processus ont des sections efficaces relatives très différentes suivant l'énergie des photons [6], chacun d'eux se montrant dominant sur une certaine plage (figure III-7).

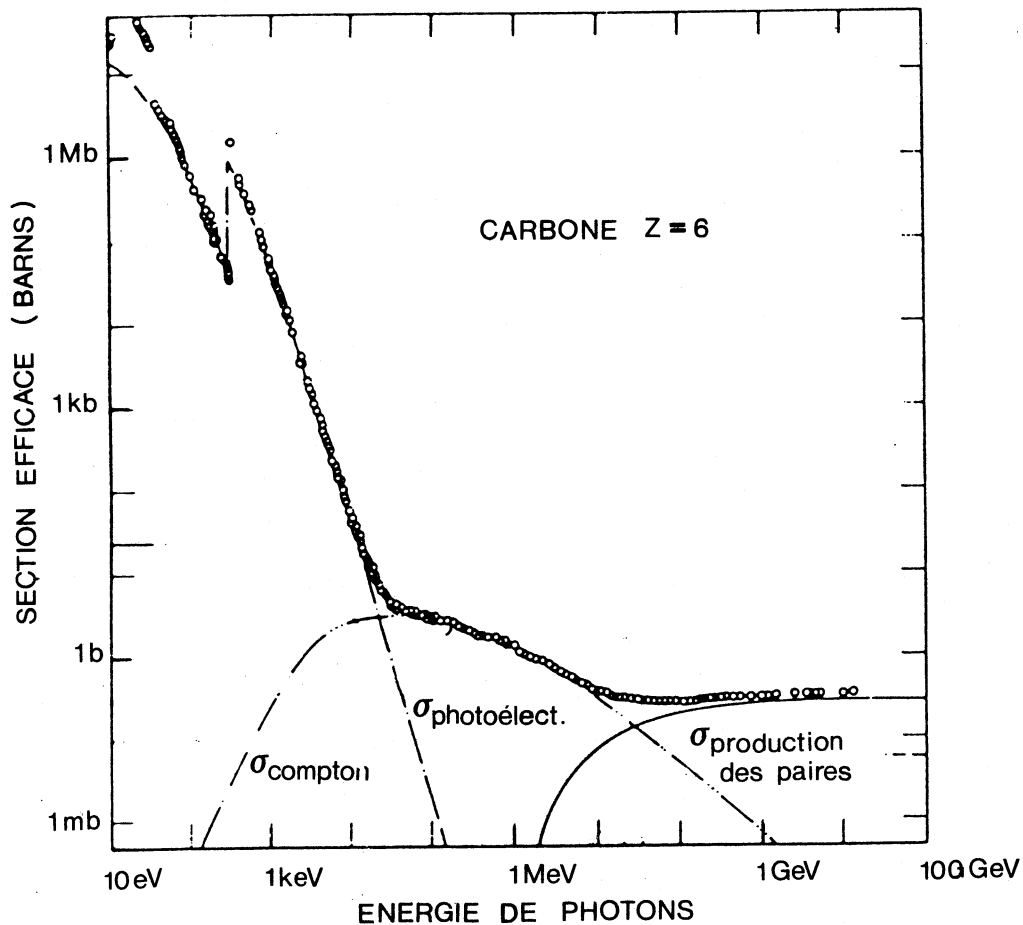


Figure III-7 : Section efficace en fonction de l'énergie des photons d'après [6].

b) Application au Co^{57}

La source de Co^{57} émet deux rayonnements gamma d'énergie respective 122 KeV et 136 KeV.

Ces photons pénètrent dans la photodiode qui joue alors le rôle de détecteur nucléaire. Etant donnée leur énergie, la création de paires est bien sûr interdite.

Les électrons créés au cours des divers processus d'interaction des photons, sont absorbés à leur tour dans le semi-conducteur en créant de nombreuses paires électrons-trous, l'énergie moyenne nécessaire pour produire une paire "électron-trou", dans le cas du Silicium est de 3.66 eV (la raie 122 KeV correspond donc à une création d'environ 33000 électrons dans la photodiode).

Dans une gamme d'énergie entre 100 et 150 KeV, la réponse d'un détecteur à un rayonnement γ monoénergétique, est formée d'impulsions proportionnelles à l'énergie γ incidente (pic photoélectrique) et d'impulsions représentatives d'une fraction de l'énergie incidente (palier-Compton), (figure III-8).

La différence entre la position des deux pics (122 et 136 KeV) et la largeur à mi-hauteur du pic 122 KeV donnent respectivement l'étalonnage (58 électrons par canal ADC) et le niveau de bruit en électrons. La valeur de celui-ci, mesuré au cours de ces tests (deux photodiodes de 1 cm^2 dans une boîte blindée) pour chacune des 100 voies, est indiquée dans la figure III-9. La figure III-10 montre les résultats obtenus après montage des cartes sur la matrice test (avec deux photodiodes de 1.5 cm^2 chacune). On remarque une augmentation du bruit électronique entre les photodiodes de 1 cm^2 et celles de 1.5 cm^2 . Ceci est dû à l'effet de l'augmentation de la capacité ($3 \text{ cm}^2 \simeq 230 \text{ pF}$ et $2 \text{ cm}^2 \simeq 160 \text{ pF}$) et, dans une moindre mesure, du courant inverse des photodiodes, ainsi qu'à la présence du blindage dans le premier cas.

Pour exprimer ce bruit en équivalent énergie, rappelons que les particules cosmiques (déposant localement environ 10 MeV/cm [7]) donnent un signal de 10000 électrons/cm (cf § IV-2), le bruit moyen en électrons correspond donc à :

$$\frac{1016}{10000} \times 10 \simeq 1 \text{ MeV}$$

et celui obtenu après montage est de l'ordre de 1.4 MeV.

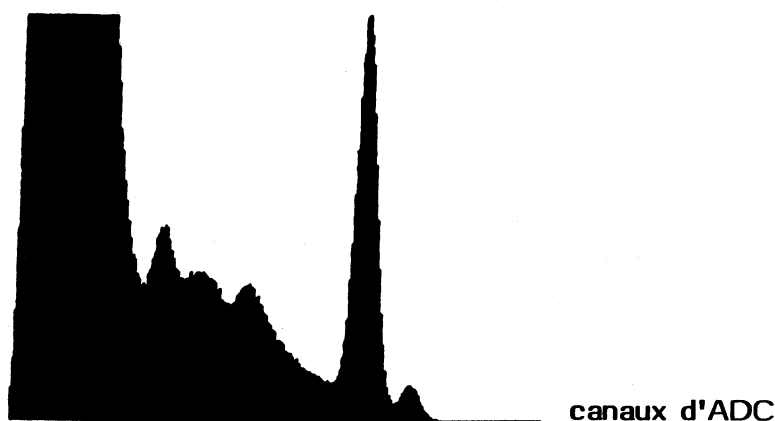


Figure III-8 : Spectre de CO^{57} .

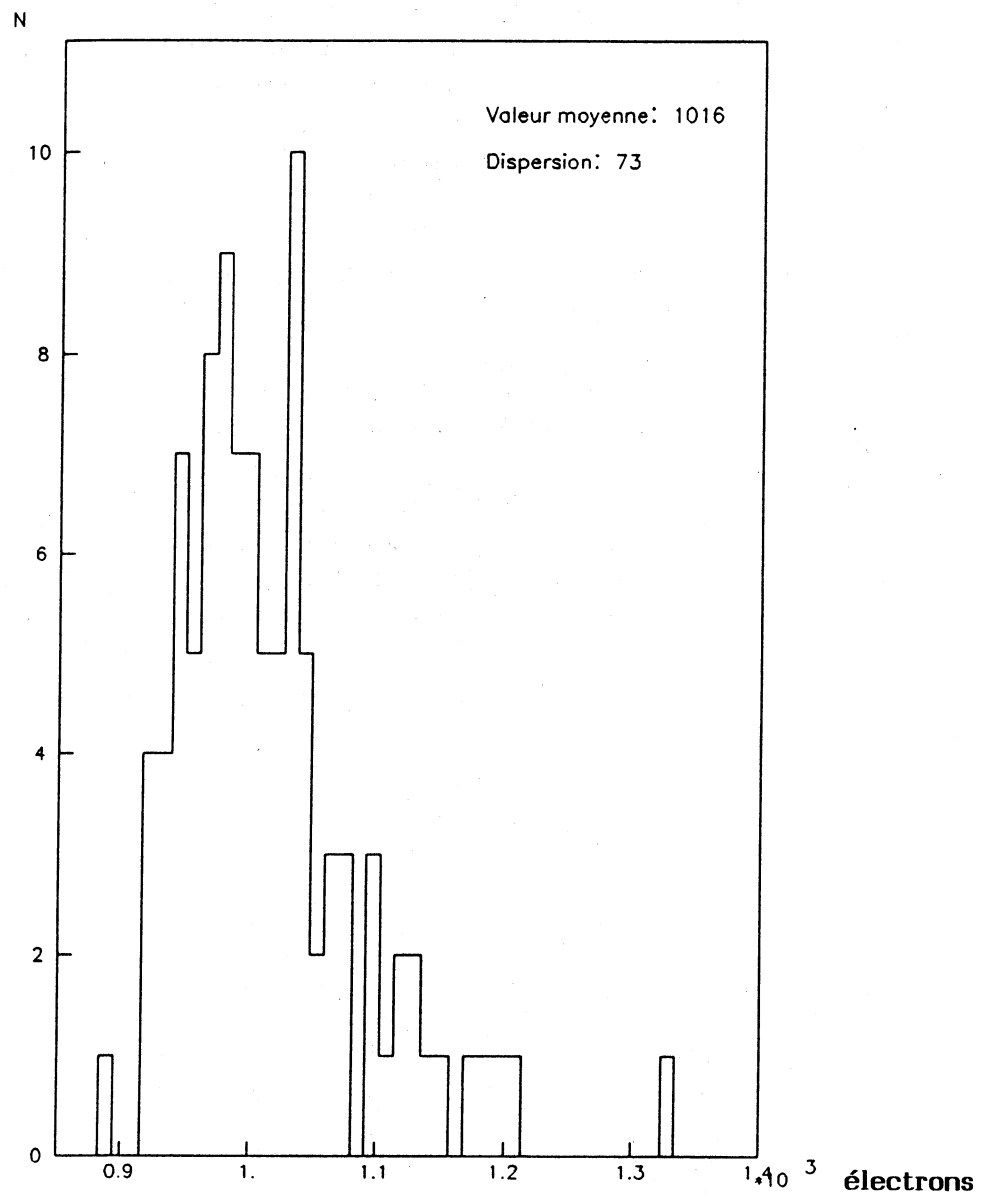


Figure III-9 : *Distribution du bruit en électrons.*

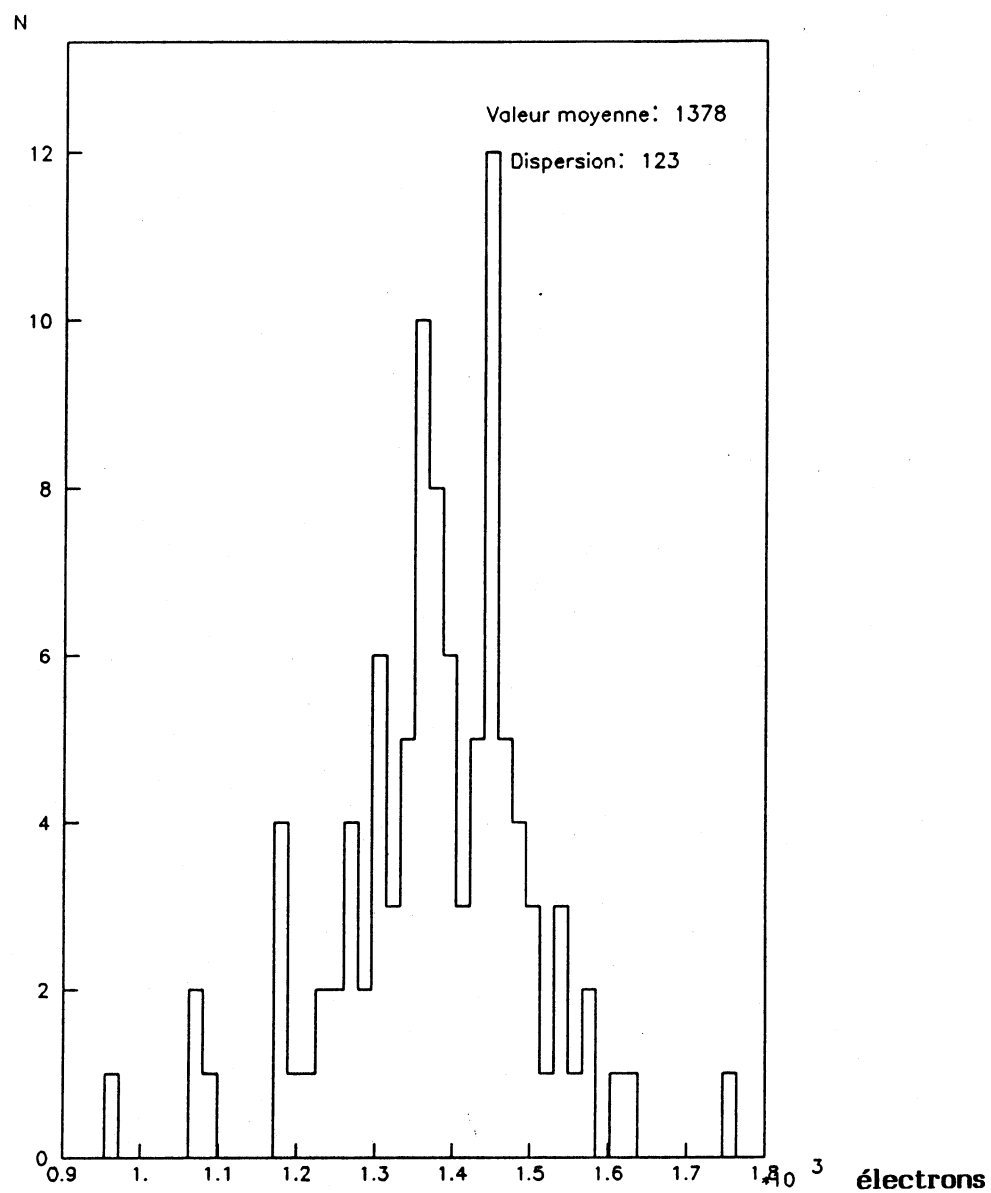


Figure III-10 : *Distribution du bruit en électrons.*

I-4- Amplification et lecture

I-4-a- Introduction

Du fait de la nouveauté de l'emploi de germanate de bismuth dans un calorimètre électromagnétique, un travail important sur trois années (1982-1984) a été nécessaire pour connaître les principaux paramètres qui le caractérisent: la résolution en énergie, la résolution en position, la tenue aux radiations, l'influence de la température, les problèmes de calibration et de monitoring.

Les tests ont continué en 1984 avec des conditions aussi proches que possible de l'expérience finale L3 et une électronique analogique-digitale développée par le groupe de Lyon et l'Université de Princeton, et couvrant une gamme dynamique de quelques MeV à 100 GeV.

Les résultats des tests de l'été 1984 au C.E.R.N, très satisfaisants à haute énergie (au delà de 10 GeV, la résolution en énergie était inférieure à 1%), ont fait apparaître une dégradation de la résolution à basse énergie, due principalement au niveau du bruit électronique.

Un effort particulier a porté, en 1985, sur l'amélioration de cette situation. Deux études ont été menées à bien parallèlement, en vue d'optimiser le filtrage du bruit au moyen d'un circuit de mise en forme à la sortie du préamplificateur de charge: L'une réalisée par le groupe de Princeton utilise une mise en forme par intégration de l'impulsion de sortie du préamplificateur, suivie après 5 μ s d'une remise à zéro. L'autre développée par le groupe de Lyon, est fondée sur une mise en forme classique de type gaussien par filtrage actif RC-CR.

De plus, afin d'optimiser le rapport signal sur bruit à basse énergie, le groupe de Lyon a proposé de doubler les voies d'analyse à la sortie du préamplificateur:

- Une voie à mise en forme rapide couvre toute la gamme dynamique.
- L'autre, amplifiée, est optimisée pour les faibles énergies.

Les tests de ces deux systèmes ont été effectués au C.E.R.N avec une matrice de 100 cristaux de BGO sur un faisceau test de 1 à 50 GeV [8].

De ces tests, ont été tirées les conclusions suivantes:

- Pour des raisons de fiabilité, seuls les préamplificateurs de charges seront situés juste derrière les photodiodes, le reste de l'électronique étant placé à l'extérieur du tonneau, après trois mètres de câbles.
- Pour améliorer le rapport signal sur bruit, la gamme dynamique du système d'amplification doit être partagée en deux voies : basse et haute énergie.

Sur le même faisceau, les tests sur la matrice de cent cristaux de BGO ont eu lieu en 1986 au C.E.R.N. La matrice était équipée de préamplificateurs de charge, étudiés et testés par le groupe de Lyon, suivis par une électronique développée par le groupe de Princeton, issue d'une synthèse des deux types d'électroniques étudiées en 1985, basées sur le dédoublement de la voie de lecture haute et basse énergie et sur l'utilisation d'un ampli-intégrateur avec remise à zéro.

I-4-b- Le système ampli-intégrateur

Il s'agit d'un amplificateur intégrateur convertisseur numérique (figure III-11). Le signal provenant des préamplificateurs de charges est différencié puis séparé en trois voies:

La première voie est dirigée vers le système de déclenchement. Les deux autres sont envoyées vers un circuit échantillonneur bloqueur. La voie basse énergie, comportant une amplification de 32 avant intégration permet d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit (sur une gamme dynamique allant jusqu'à 4 GeV) que la voie haute énergie. La voie haute énergie a un gain égal à l'unité, avant l'échantillonneur bloqueur, et doit permettre d'avoir une gamme d'énergie allant de 1 à 100 GeV au moins.

Pour ces deux voies, le signal est intégré pendant un temps fixe ($5\mu s$) puis mémorisé dans l'échantillonneur bloqueur. L'intégrateur est alors remis à zéro afin d'éviter un empilement avec le déclenchement suivant.

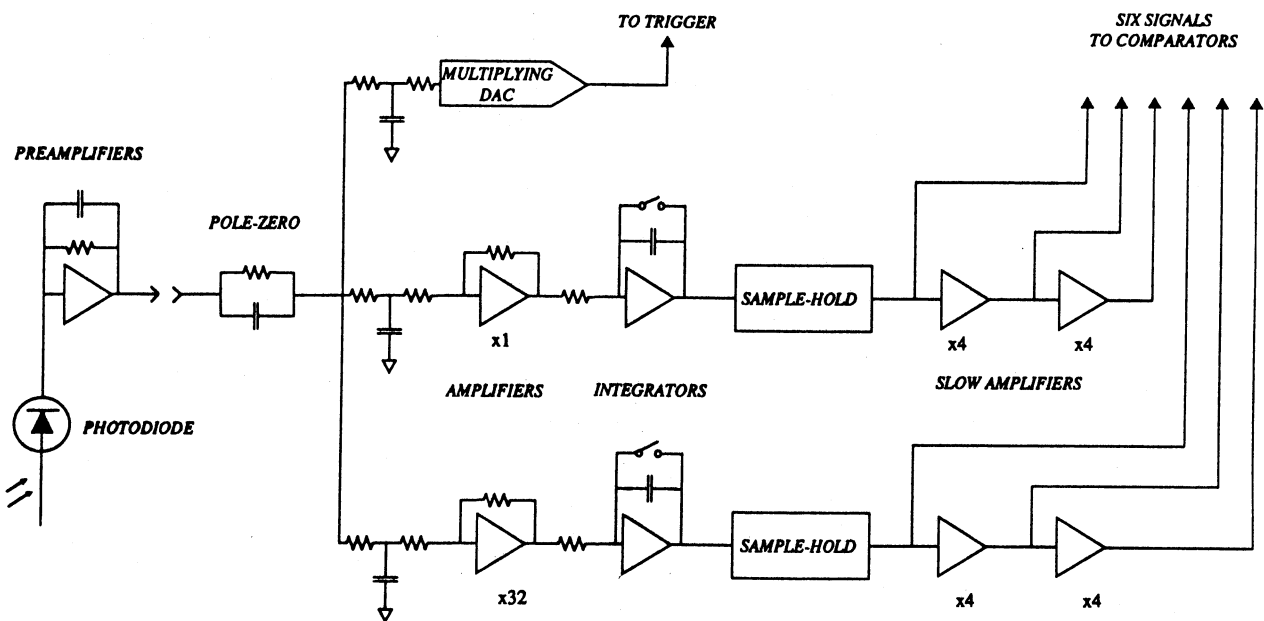


Figure III-11 : Système à deux voies de mise en forme des signaux issus des PAC.

I-4-c- Le convertisseur analogique digital (A.D.C)

Le système de conversion analogique-digital doit pouvoir admettre cette grande dynamique tout en ayant une bonne résolution.

Les signaux provenant des deux échantillonneurs-bloqueurs entrent chacun dans deux amplificateurs ayant un gain de 4. Les six signaux (figure III-12) provenant des différents étages d'amplification sont comparés à la tension de sortie d'un convertisseur digital analogique (DAC) de 12 bits.

Un microprocesseur (MOTOROLA 6805) choisit lequel des six signaux sera digitalisé afin d'obtenir la meilleure précision.

A la sortie de l'ADC, on obtient la valeur numérique de la tension et le numéro du comparateur utilisé dans la conversion. Au cours des tests sur faisceau il est aussi possible de conserver les valeurs de plusieurs comparateurs afin de vérifier leur fonctionnement.

A pleine échelle (voie haute énergie, aucun gain après le préamplificateur) le signal maximum est de 10 Volts soit de l'ordre de 200 GeV alors que le signal minimal théorique (voie basse énergie, gain de 32×16) est de $5 \mu V$ (100 KeV).

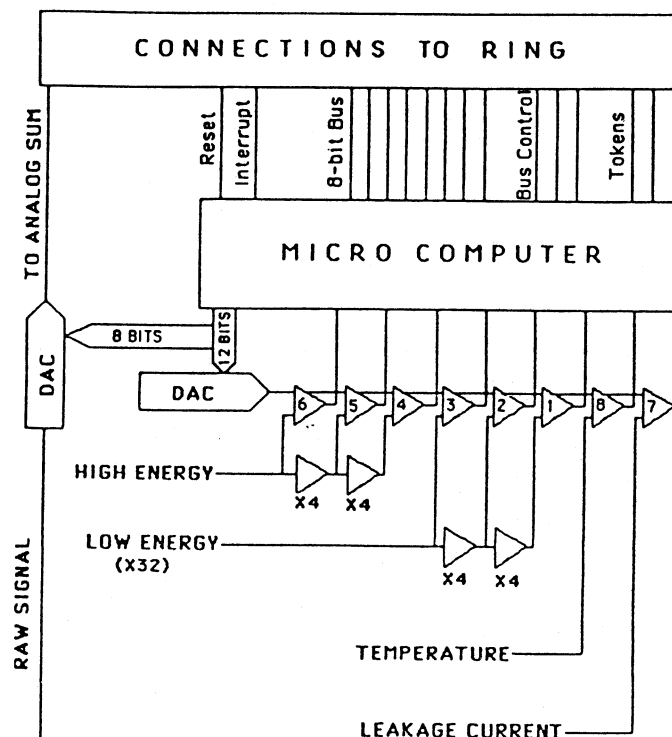


Figure III-12 : Configuration de l'électronique de conversion digitale et de lecture pour chaque canal.

II- Les tests en faisceau

II-1- Description de la ligne de faisceau

Le faisceau X3 se trouve dans la zone ouest du SPS (figure III-13). C'est un faisceau tertiaire produit de la manière suivante:

Le faisceau primaire de protons provenant du SPS, d'énergie 450 GeV est envoyé sur une première cible T1 qui donne naissance à un faisceau secondaire de hadrons H3 dont l'énergie est de 250 GeV. Après collimation, il est divisé en trois parties égales: X5, X7, et H3B par un séparateur. Le faisceau H3B est ensuite envoyé sur une cible de Beryllium XT3 d'une longueur de 40 cm où est créé le faisceau tertiaire X3 que nous utilisons.

Le faisceau X3, réaménagé en 1986 est analysé en impulsions par un spectromètre focalisant dont la résolution est indiquée dans le tableau suivant [9] :

Energie (GeV)	Résolution (%)
2	0.88
4	0.68
10	0.33
50	0.19

Le faisceau X3 est spécialement étudié pour les tests L3, il permet d'obtenir des électrons dont la gamme d'énergie s'étend de 1 à 50 GeV. De 2 à 10 GeV, les électrons sont en nombre suffisant dans le faisceau et sont séparés des autres particules au moyen des compteur Cérenkov. Au dessus de 20 GeV, les électrons ont été obtenus en utilisant un aimant de balayage placé immédiatement après la cible qui permet d'éliminer les particules chargées. Ensuite, un convertisseur en plomb de 4 à 6 mm d'épaisseur convertit les photons issus de la désintégration $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

II-2- Dispositif expérimental

Un certain nombre d'éléments disposés en amont de la matrice permettent de contrôler l'impulsion et de définir les conditions de déclenchement de l'ensemble du dispositif (figure III-14).

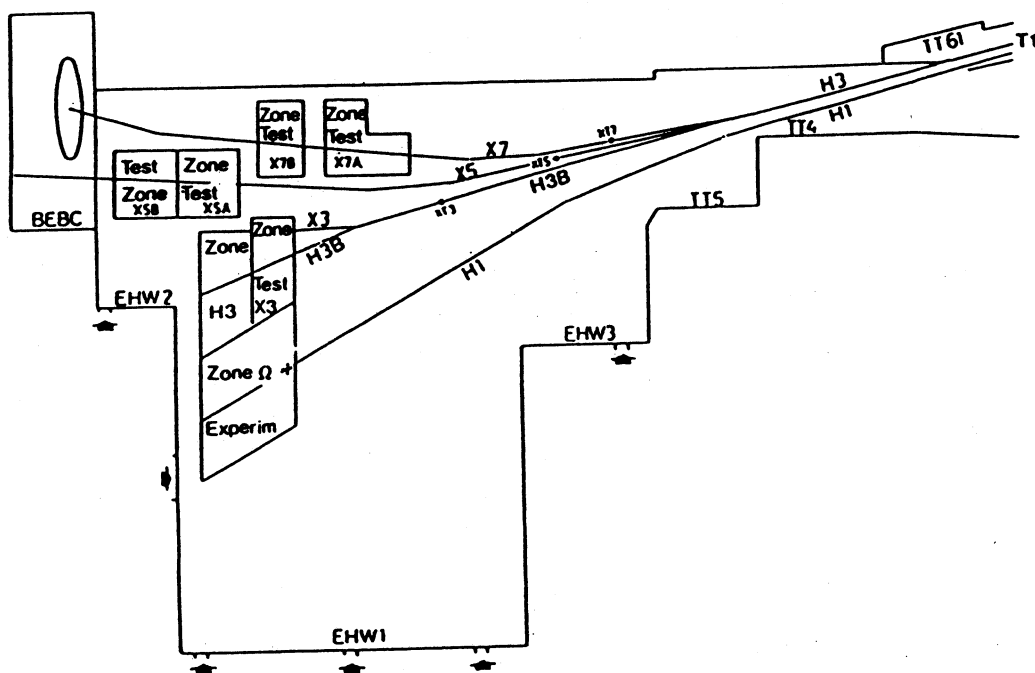


Figure III-13 : Ensemble de lignes de faisceau de la zone Ouest du SPS.

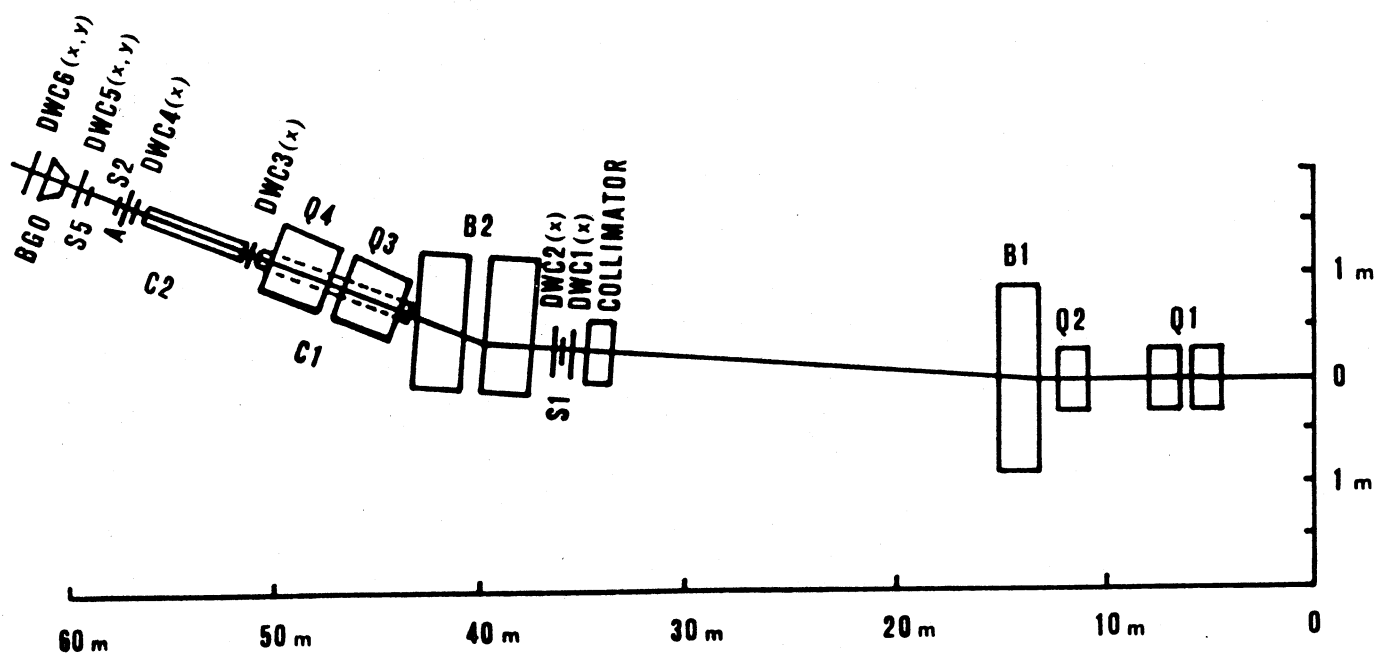


Figure III-14 : La ligne du faisceau X3 en 1986.

a) Les chambres à fils

Un ensemble de chambres à dérive sont réparties le long de la ligne du faisceau:

- DWC1 à DWC5 destinées à la reconstruction des traces (de 1 à 4: mesure de la coordonnée x, 5: mesure des coordonnées x et y) et l'analyse en impulsions.
- Une sixième chambre à fils (DWC6) mesurant les coordonnées x et y et placée derrière la matrice de BGO est utilisée pour l'étude du faisceau et le réglage de la focalisation.

b) Les compteurs Cerenkov à seuil

L'identification des particules s'effectue au moyen de deux compteurs Cerenkov à seuil, ils servent à identifier les électrons et les pions. Le premier, C1, de 8m de long est placé au niveau du quadrupôle magnétique Q4, le deuxième, C2, de 4.7m de long est placé entre les deux derniers ensembles de chambres à fils (DWC3 et DWC4).

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu, elle donne naissance à un cône de lumière vers l'avant dont la demi-ouverture θ vérifie la relation :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n(\lambda)}$$

où :

β est la vitesse de la particule.

n est l'indice de réfraction du milieu utilisé.

λ la longueur d'onde du photon émis.

Dans un gaz, pour une particule de masse m et d'impulsion p , on peut définir la pression correspondant au seuil de détection par :

$$P(\text{bar}) = \frac{m^2 c^2}{2(n-1)p^2}$$

La pression est ajustée de façon à compter les électrons en coïncidence, mais pas les pions, ni les muons ni les protons.

c) Déclenchement

Le signal de déclenchement des prises de données est élaboré à partir d'un ensemble de scintillateurs et des deux Cerenkov disposés le long de la ligne de faisceau :

L'ensemble est traité par une logique NIM qui fournit les signaux de déclenchement au système d'acquisition et aux systèmes électroniques de conversion.

Un électron est donc défini par la coïncidence : $S1 \times S2 \times S5 \times \bar{A} \times C1 \times C2$ et un pion par $S1 \times S2 \times \bar{A} \times \bar{C1} \times \bar{C2}$. Les scintillateurs S1 et S2 de $6.4 \times 6.4 \text{ cm}^2$ permettent de définir le faisceau. S1 est situé derrière la première chambre à fils (DWC1), alors que S2 se trouve derrière la chambre à fils (DWC4).

Le scintillateur S5 de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ est placé devant la chambre à fils (DWC5) et permet de définir un faisceau réduit.

Le compteur A en anticoincidence formé par 4 scintillateurs, permet de rejeter le halo.

d) Matrice test

La matrice de BGO est enfermée dans une enceinte métallique thermiquement isolée. Un système de réfrigération à base de fréon assure le refroidissement des PAC. Dans une première étape, les PAC baignaient dans le fréon mais, outre la difficulté d'obtenir une bonne étanchéité du circuit de circulation du fréon, le choix d'un fréon inerte coûteux était impératif afin d'éviter une attaque chimique des composants. Aussi, dans une seconde étape, le fréon circule dans un capot étanche mis en contact thermique avec les PAC au moyen d'une pâte conductrice.

La matrice est placée sur une table mobile permettant les rotations des cristaux en θ et en ϕ de façon à ce que chaque cristal puisse être positionné dans l'alignement du faisceau X3. (figure III-15).

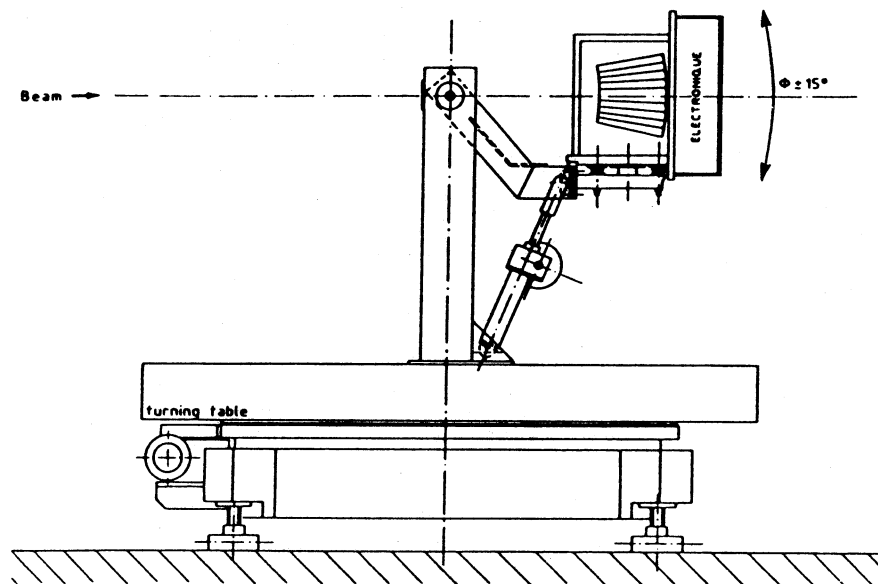


Figure III-15 : La matrice de cent cristaux de BGO et son support sur la ligne du faisceau X3.

Cinquante cristaux sont équipés de sondes de température mises au point par l'Université de Lausanne, car la quantité de lumière produite par scintillation varie en fonction de la température ($-1.55\%/^{\circ}\text{C}$, cf § IV-1-a), et il est indispensable de contrôler ce paramètre si l'on veut s'assurer que la réponse du cristal est constante au cours du temps.

Des fibres optiques en quartz de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre conduisent des impulsions d'une lampe à Xénon simulant la luminescence de BGO sur chaque cristal au niveau des photodiodes. Leur rôle est de monitorer la transmission du cristal, le fonctionnement et la stabilité, des photodiodes, de l'ensemble de l'électronique et le couplage cristal-photodiodes.

Le **tableau III-2** indique la disposition des cristaux dans la matrice ainsi que leur numérotation.

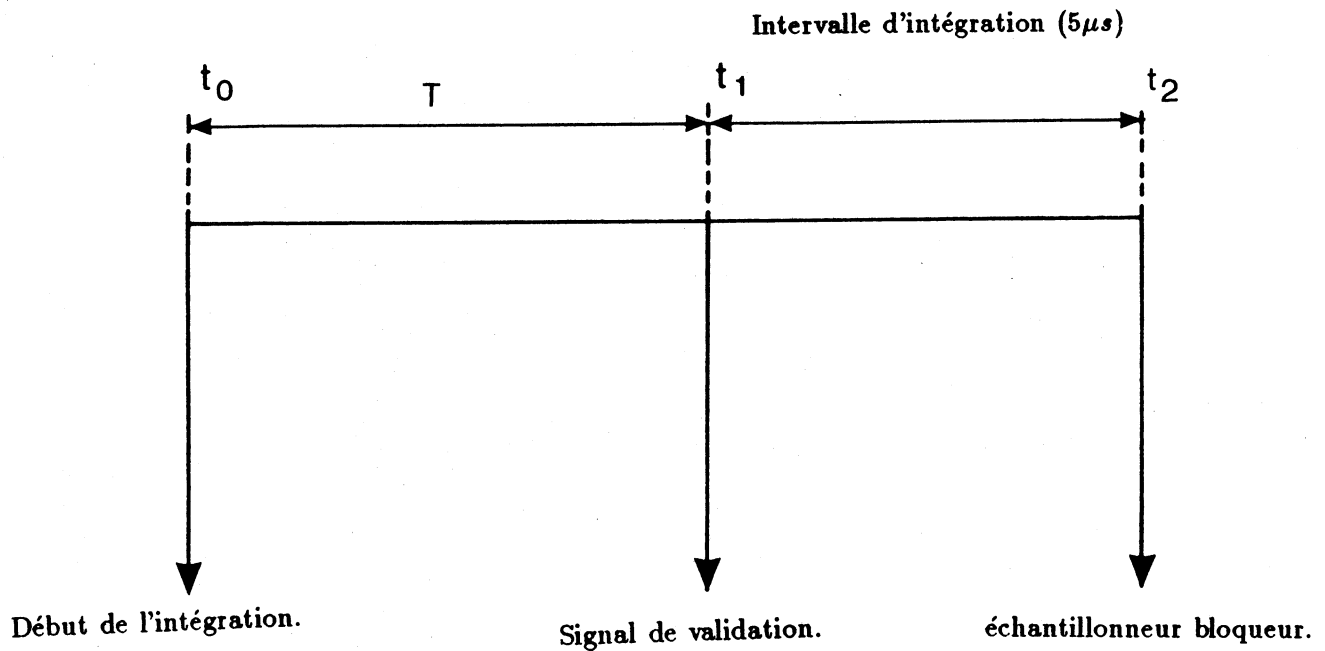
91	92	93	94	95	96	97	98	99	100
81	82	83	84	85	86	87	88	89	90
71	72	73	74	75	76	77	78	79	80
61	62	63	64	65	66	67	68	69	70
51	52	53	54	55	56	57	58	59	60
41	42	43	44	45	46	47	48	49	50
31	32	33	34	35	36	37	38	39	40
21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

Tableau III-2 : *Disposition des cristaux dans la matrice ainsi que leur numérotation.*

III- Etude des piédestaux - Bruit électronique

III-1- Détermination des piédestaux

Le piédestal est défini comme étant l'amplitude du signal mesuré à la sortie de la chaîne de lecture, lorsque le signal appliqué à l'entrée est nul.



Contrairement au fonctionnement à LEP où le temps T est constant (fonctionnement synchrone) sur le faisceau test il est différent suivant les événements puisque l'arrivée des particules est aléatoire au sein du paquet.

Après sa remise à zéro, tout signal présent à la sortie du préamplificateur est intégré à partir de l'instant t_0 . Au temps t_1 , un signal de déclenchement indique au système si l'événement est rejeté ou bien accepté. Dans le dernier cas, l'intégration est poursuivie pendant un temps égal à $5\mu s$, à la suite duquel la mémoire analogique enregistre l'amplitude du signal.

L'intervalle de temps :

$$T = t_1 - t_0$$

est déterminé avec une précision de 100 ns.

L'amplitude P_0 du signal correspondant à un piédestal peut s'écrire sous la forme :

$$P_0 = C(5\mu s + T) = P_1 + P_2 T$$

P_1 : La valeur du piédestal pour $T = 0$.

P_2 : La pente du piédestal.

Lors de chaque prise de données, un grand nombre de piédestaux sont mesurés de façon à pouvoir déterminer les valeurs moyennes de P_1 et P_2 pour chaque cristal.

La méthode des moindres carrées permet d'ajuster une droite dont la pente P_2 est égale à la pente du piédestal et l'ordonnée à l'origine donne la valeur du piédestal P_1 .

Les figures III-16 et III-17 illustrent la méthode et montrent l'importance de la correction de la pente.

III-2- Etude du bruit électronique

Dans une géométrie où de nombreux canaux électroniques se cotoient intimement, il se peut que ceux-ci s'influencent mutuellement. De même, une contribution parasite extérieure, comme des rayonnements électromagnétiques ambiants ou de mauvais découplages d'alimentation, peut venir s'additionner de façon plus ou moins cohérente sur chacun des canaux.

L'importance tient au fait que la mesure précise de l'énergie d'une gerbe électromagnétique demande la sommation de plusieurs canaux : s'il y a présence de bruit corrélé, la résolution en énergie peut être sensiblement détériorée, parce que la sommation sur un ensemble de cristaux ne se fait plus quadratiquement.

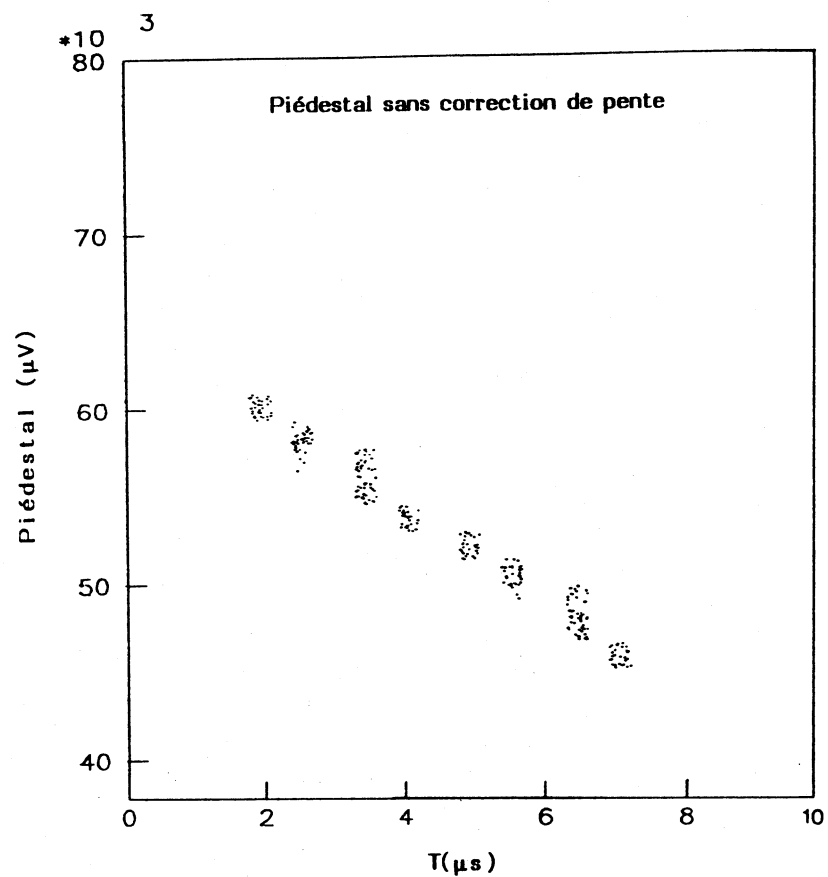


Figure III-16 : Variation du piédestal en fonction du temps.

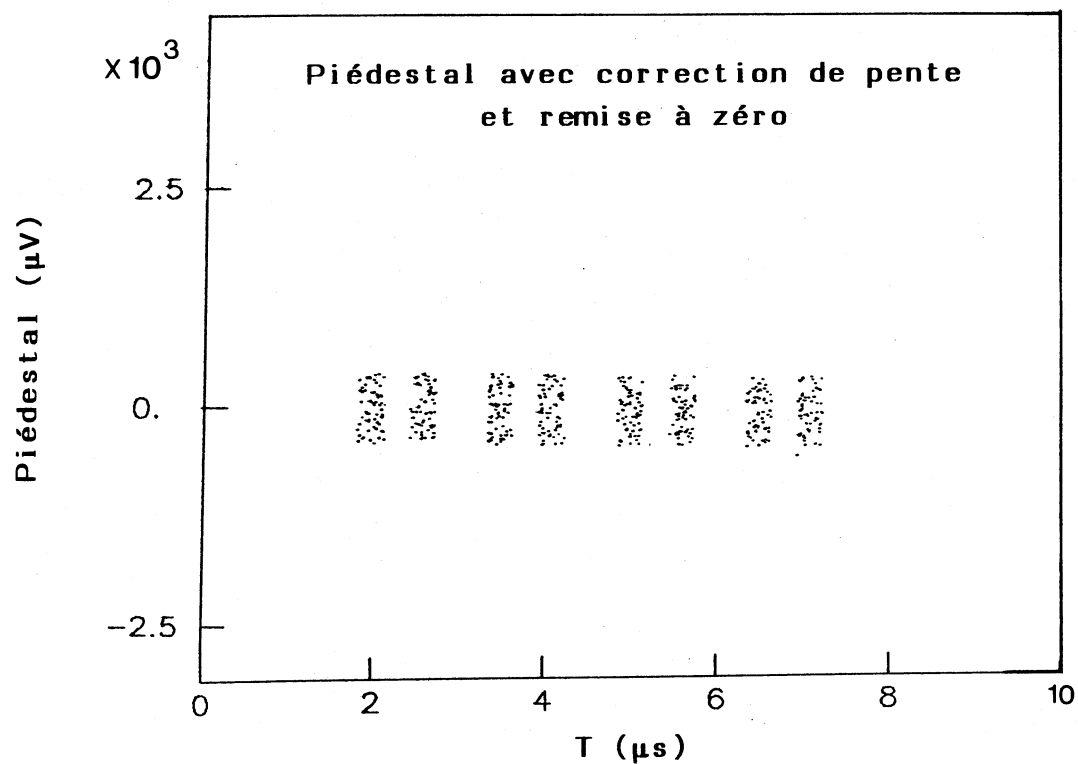


Figure III-17 : Variation du piédestal en fonction du temps.

a) Définitions

Le bruit électronique peut être décomposé sous la forme d'une somme de deux composantes indépendantes, l'un intrinsèque (essentiellement dû au système photodiodes - préamplificateurs) , l'autre extérieur (que l'on retrouvera identique sur toutes les voies et qui sera donc corrélé entre elles).

Pour déterminer le bruit, la méthode la plus directe est d'étudier la fluctuation des piédestaux (figure III-18). On écrira celle-ci (différence entre le piédestal mesuré et la valeur moyenne de la distribution sur le canal i) sous la forme :

$$P_T^i = P_{nc}^i + P_c^i \quad (III - 1)$$

Le bruit s'écrit alors :

$$(\sigma_T^i)^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (P_T^i)^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (P_{nc}^i + P_c^i)^2 \quad (III - 2)$$

En remarquant que P_{nc} et P_c sont indépendants: $\langle P_{nc}^i \cdot P_c^i \rangle = 0$ et on aura :

$$(\sigma_T^i)^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (P_{nc}^i)^2 + \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (P_c^i)^2 \quad (III - 3)$$

Soit :

$$(\sigma_T^i)^2 = (\sigma_{nc}^i)^2 + (\sigma_c^i)^2 \quad (III - 4)$$

Si la mesure est une somme sur M canaux, le piédestal mesuré s'écrit:

$$P_T = \sum_{i=1}^M P_{nc}^i + \sum_{i=1}^M P_c^i \quad (III - 5)$$

L'influence du bruit corrélé étant le même pour tous les canaux,

$$P_T = \sum_{i=1}^M P_{nc}^i + M P_c \quad (III - 6)$$

Le bruit électronique total est alors :

$$\sigma^2(P_T) = \sum_{i=1}^M (\sigma_{nc}^i)^2 + \sigma^2(M P_c) \quad (III - 7)$$

$$= \sum_{i=1}^M (\sigma_{nc}^i)^2 + M^2 \sigma_c^2 \quad (III - 8)$$

Afin de mettre en évidence le bruit corrélé σ_c^2 , intéressons nous maintenant à la somme des distributions individuelles des M canaux. Partant de la relation (III-3),

$$\sum_{i=1}^M (\sigma_T^i)^2 = \sum_{i=1}^M (\sigma_{nc}^i)^2 + \sum_{i=1}^M (\sigma_c^i)^2 \quad (III - 9)$$

$$= \sum_{i=1}^M (\sigma_{nc}^i)^2 + M \sigma_c^2 \quad (III - 10)$$

En comparant (III-8) et (III-10), le bruit corrélé s'écrit :

$$\sigma_c^2 = \frac{\sigma^2(P_T) - \sum_{i=1}^M (\sigma_T^i)^2}{M(M-1)} \quad (III - 11)$$

b) Corrélation entre deux canaux

On définit le coefficient de corrélation entre deux canaux i et j par la formule suivante :

$$\rho_{ij} = \frac{\langle P_T^i \cdot P_T^j \rangle}{\sigma_T^i \cdot \sigma_T^j}$$

où

P_T et σ_T sont définis dans les relations (III-1) et (III-2).

$$-1 \leq \rho_{ij} \leq +1$$

$\rho_{ij} = -1$, il y a anticorrélation.

$\rho_{ij} = 0$, pas de corrélation

$\rho_{ij} = +1$, il y a corrélation

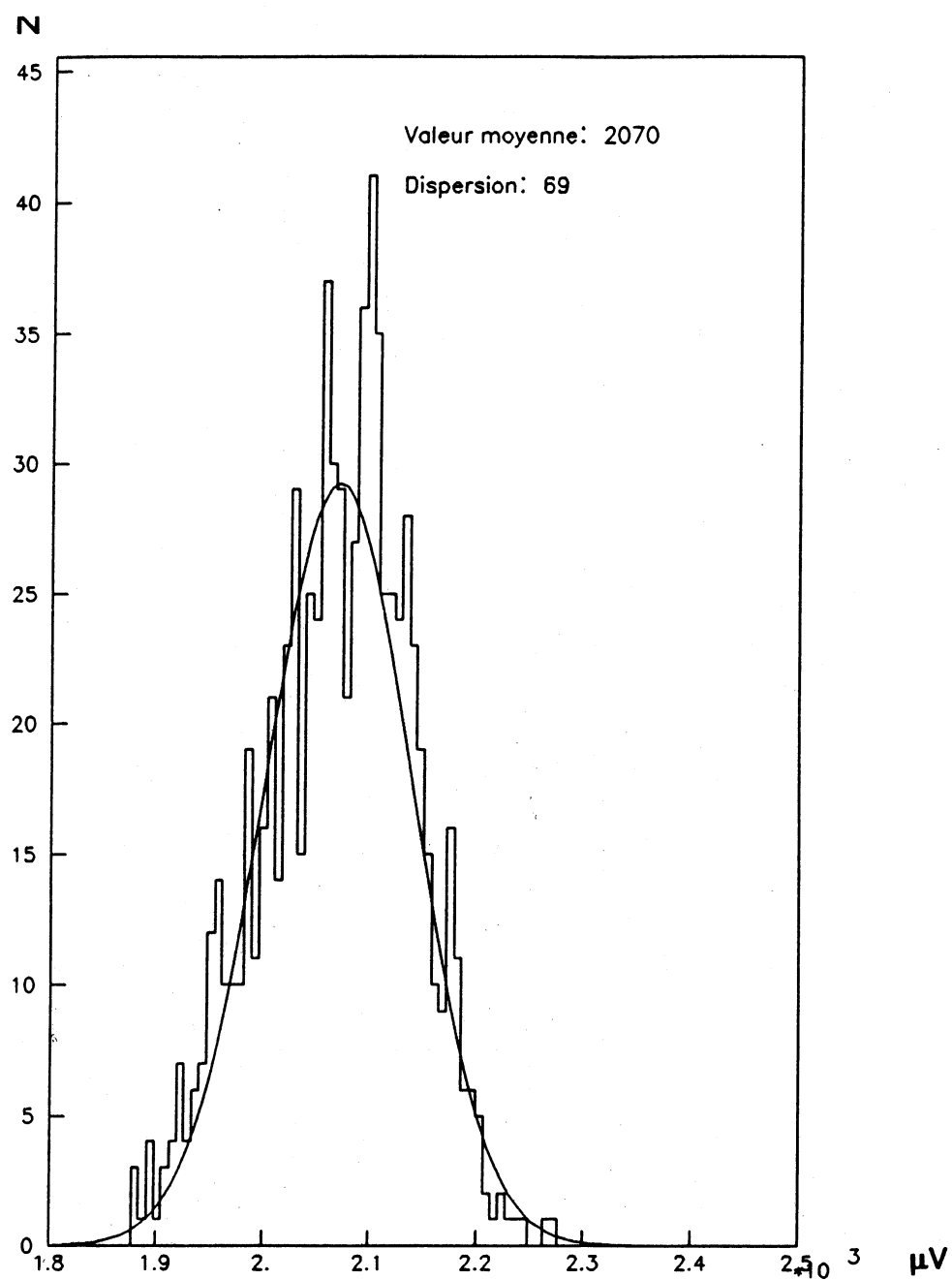


Figure III-18 : *Distribution du piédestal en microvolts.*

III-3- Distribution des piédestaux sans faisceau

Les (tableaux III-3 et III-4) résument le bruit électronique exprimé en microvolts des voies BE (basse énergie) et HE (haute énergie) pour tous les canaux de la matrice test. Notons que certaines voies ne fonctionnent pas et d'autres ont un bruit électronique trop élevé.

Le bruit électronique total moyen sur la voie BE (de l'ordre de $58 \mu V$) est inférieur à celui de la voie HE (de l'ordre de $130 \mu V$). Ceci conduit à penser qu'une partie du bruit provient du système amplification-convertisseur.

En rappelant que le gain de conversion des PAC est de $38 \mu V$ pour 1000 électrons (cf § I-3-a), le bruit sur la voie BE correspond donc à (cf § I-3-a):

$$58 \mu V \times \frac{1000 e^-}{38 \mu V} \times \frac{10 MeV/cm}{10000 e^-/cm} \simeq 1.5 MeV$$

et celui sur la voie HE à 3.5 MeV.

61	59	64	50	82	54	51	53	58	60
53	55	56	53	56	56	57	54	54	64
58	81	72	59	52	56	68	53	59	65
56	55	54	204	55	56	57	52	59	53
55	52	58	56	55	57	55	54	61	375
52	60	62	56	57	63	58	53	51	930
50	54	55	76	60	54	57	57	52	51
37	63	60	50	55	69	71	105	58	170
61	127	56	55	55	55	53	51	54	55
30	×	×	54	55	51	51	×	47	510

Tableau III-3 : La valeur du bruit électronique pour chaque canal de la voie basse énergie exprimée en microvolts (sans faisceau).

152	135	141	296	837	117	178	230	123	145
121	164	146	136	134	121	122	120	121	203
222	169	155	162	123	143	159	194	133	180
129	137	130	125	170	141	131	120	123	118
127	149	121	222	125	136	131	234	92	4218
152	127	126	133	129	131	137	144	120	480
121	134	133	570	171	126	160	155	130	227
136	235	144	219	151	152	141	163	145	228
297	134	132	133	137	149	136	159	139	128
123	×	×	252	119	216	139	×	119	123

Tableau III-4 : *La valeur du bruit électronique pour chaque canal de la voie haute énergie exprimée en microvolts (sans faisceau).*

III-4- Distribution des piédestaux avec faisceau

On divise la matrice test en quatre quadrants de 25 cristaux. Le faisceau d'électrons est dirigé sur le cristal central de chaque quadrant, ainsi que sur le cristal 43, centre d'une matrice de 25 cristaux à cheval sur les deux quadrants de gauche (**tableau III-2**) afin de mesurer la répartition du bruit électronique sur chaque quadrant.

L'étude du piédestal en fonction de l'intervalle de temps se fait de manière itérative en éliminant les événements qui s'écartent de plus de trois écarts-standard, faussant la distribution.

Les figures **III-19** à **III-22** montrent le niveau du bruit électronique dans et en dehors du paquet de particules pour les deux voies BE et HE, ceci pour toute la matrice test lorsque le cristal numéro 23 est exposé à un faisceau d'électrons aux énergies de 2, 4, 10 et 50 GeV.

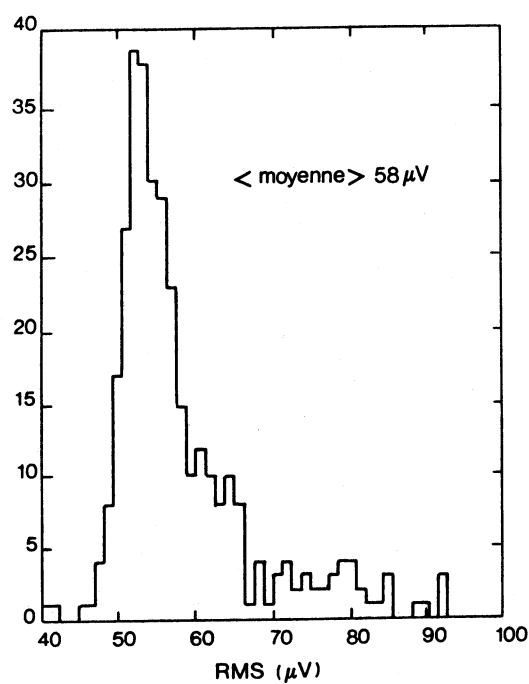


Figure III-19 : *Distribution du bruit électronique pour la voie BE (en dehors du burst).*

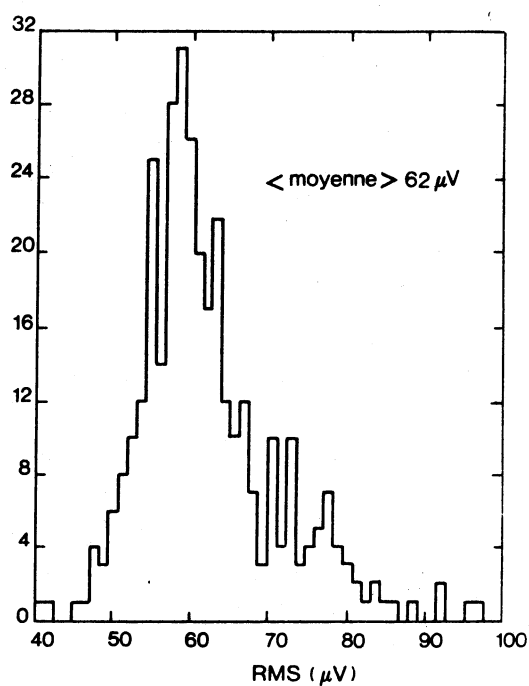


Figure III-20 : *Distribution du bruit électronique pour la voie BE (dans le burst).*

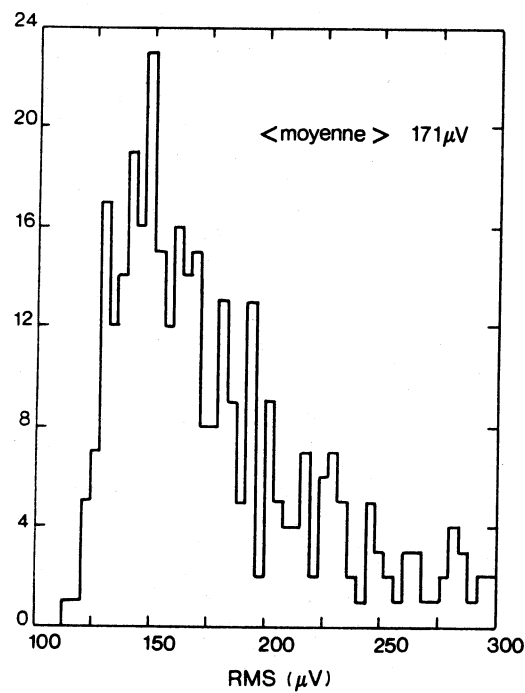


Figure III-21 : *Distribution du bruit électronique pour la voie HE (en dehors du burst).*

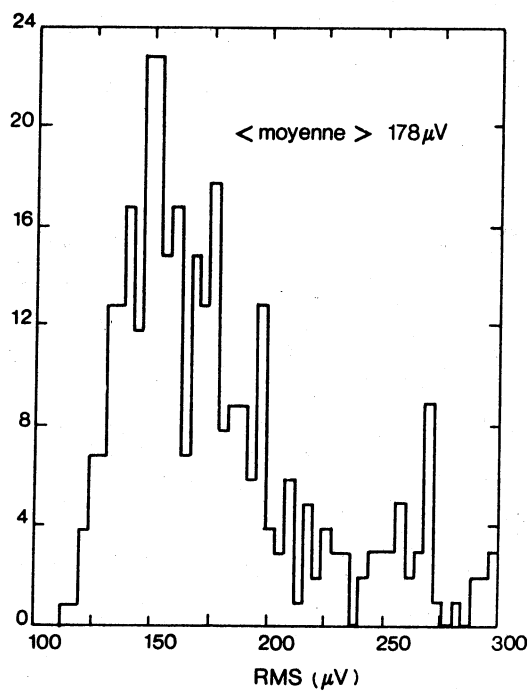


Figure III-22 : *Distribution du bruit électronique pour la voie HE (dans le burst).*

La comparaison des deux tableaux III-5 et III-6 semble montrer un effet lié au faisceau sur le cristal central (ici, numéro 33). Cependant si l'on porte le bruit mesuré exprimé en microvolts en fonction du produit $I \times E$ (I : l'intensité du faisceau et E est l'énergie du faisceau) pour différents cristaux centraux (23, 33, 73, 78) (figure III-23), aucune corrélation claire ne peut être mise en évidence (comportement différent des cristaux 23 et 73 par rapport aux cristaux 33 et 78).

$E(\text{GeV})$	2	4	10	50	M1
Numéro du cristal	BE	BE	BE	BE	BE
51	56	59	57	59	58
52	55	56	52	55	55
53	56	65	56	57	58
54	56	63	59	63	60
55	53	53	56	57	55
41	55	57	506	56	55
42	57	62	62	62	61
43	60	71	60	73	66
44	60	66	61	64	63
45	55	64	57	57	58
31	51	56	52	53	53
32	54	110	73	79	79
33	56	71	91	213	107
34	87	78	80	86	83
35	65	65	63	62	64
21	39	37	39	39	39
22	59	61	61	58	60
23	62	57	55	66	60
24	52	57	51	48	52
25	53	62	58	58	58
11	58	61	69	61	62
12	61	112	124	123	108
13	91	59	56	56	65
14	56	51	60	54	55
15	52	55	58	58	56
M2	58	64	62	68	

← cristal central

Tableau III-5 : La valeur du bruit électronique pour chaque canal d'une sous matrice de 25 cristaux pour la voie BE (dans le burst).

BE : La valeur du bruit électronique pour chaque canal de la voie basse énergie (en microvolts).

M1 : Moyenne sur toutes les énergies (cristal fixé).

M2 : Moyenne sur tous les cristaux (énergie fixée).

$E(\text{GeV})$	2	4	10	50	M1
Numéro du cristal	BE	BE	BE	BE	BE
51	55	52	56	56	56
52	55	50	51	51	51
53	56	51	55	55	54
54	53	60	59	61	58
55	53	53	54	54	53
41	51	53	526	51	51
42	62	56	57	58	58
43	58	57	59	59	58
44	55	55	58	56	56
45	56	57	56	55	56
31	50	53	50	52	51
32	57	65	55	60	59
33	57	70	66	73	66
34	73	70	73	80	74
35	61	65	61	64	63
21	38	36	38	37	37
22	62	57	61	63	61
23	59	59	60	62	60
24	53	54	52	49	52
25	57	55	56	54	55
11	60	61	61	63	61
12	111	2059	122	96	110
13	55	53	55	54	54
14	53	53	54	52	53
15	57	56	57	57	57
M2	58	54	59	59	

← cristal
central

Tableau III-6 : La valeur du bruit électronique pour chaque canal d'une sous matrice de 25 cristaux pour la voie BE (en dehors du burst).

BE : La valeur du bruit électronique pour chaque canal de la voie basse énergie (en microvolts).

M1 : Moyenne sur toutes les énergies (cristal fixé).

M2 : Moyenne sur tous les cristaux (énergie fixée).

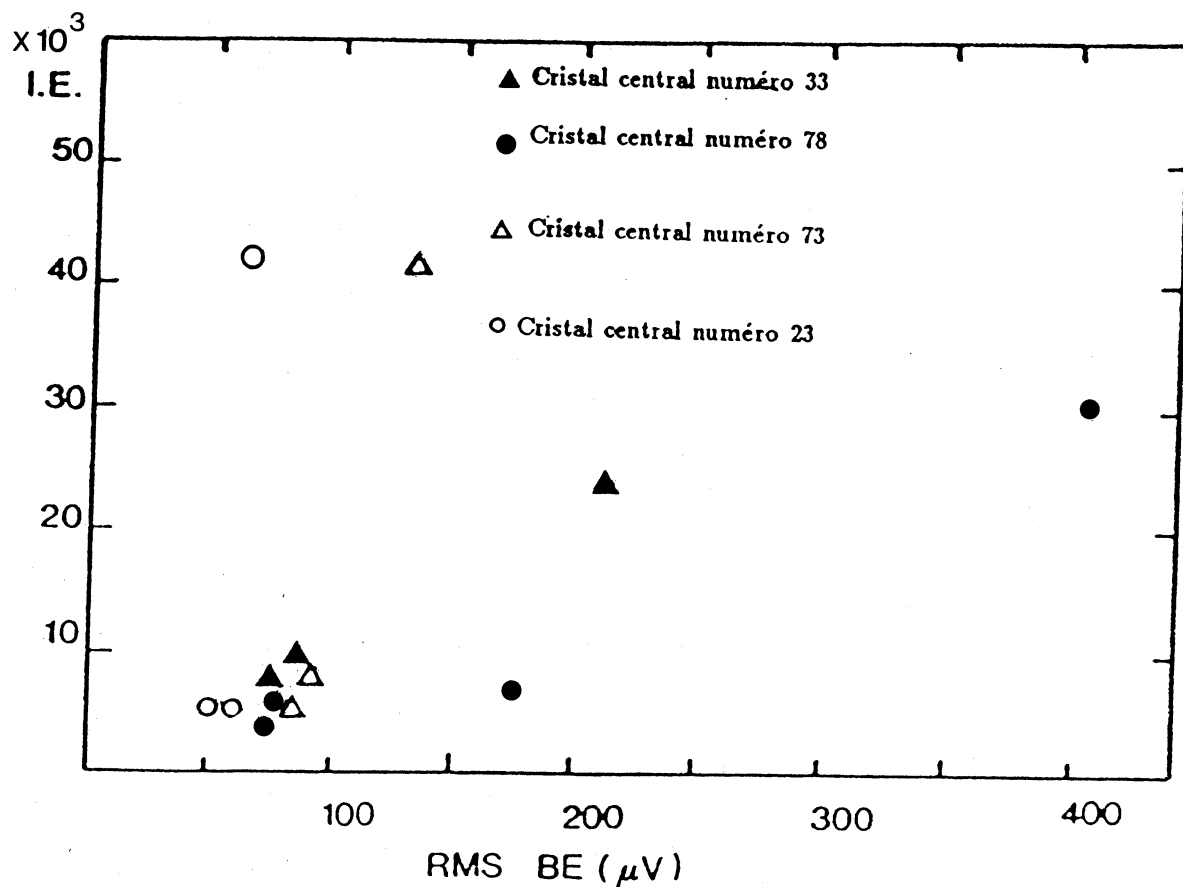


Figure III-23 : *Etude des cristaux de la matrice test $I \times E$ en fonction de l'écart standard.*

Si l'on regarde plus attentivement, la distribution du piédestal du cristal 33 (il en est de même du cristal 78) mesuré pendant le burst (paquet de particules) figure III-24, on s'aperçoit qu'il y a non pas un élargissement global du pic, mais apparition d'une trainée vers les hautes valeurs dont l'origine est mal définie (Décalage du niveau continu, présence de particules...)

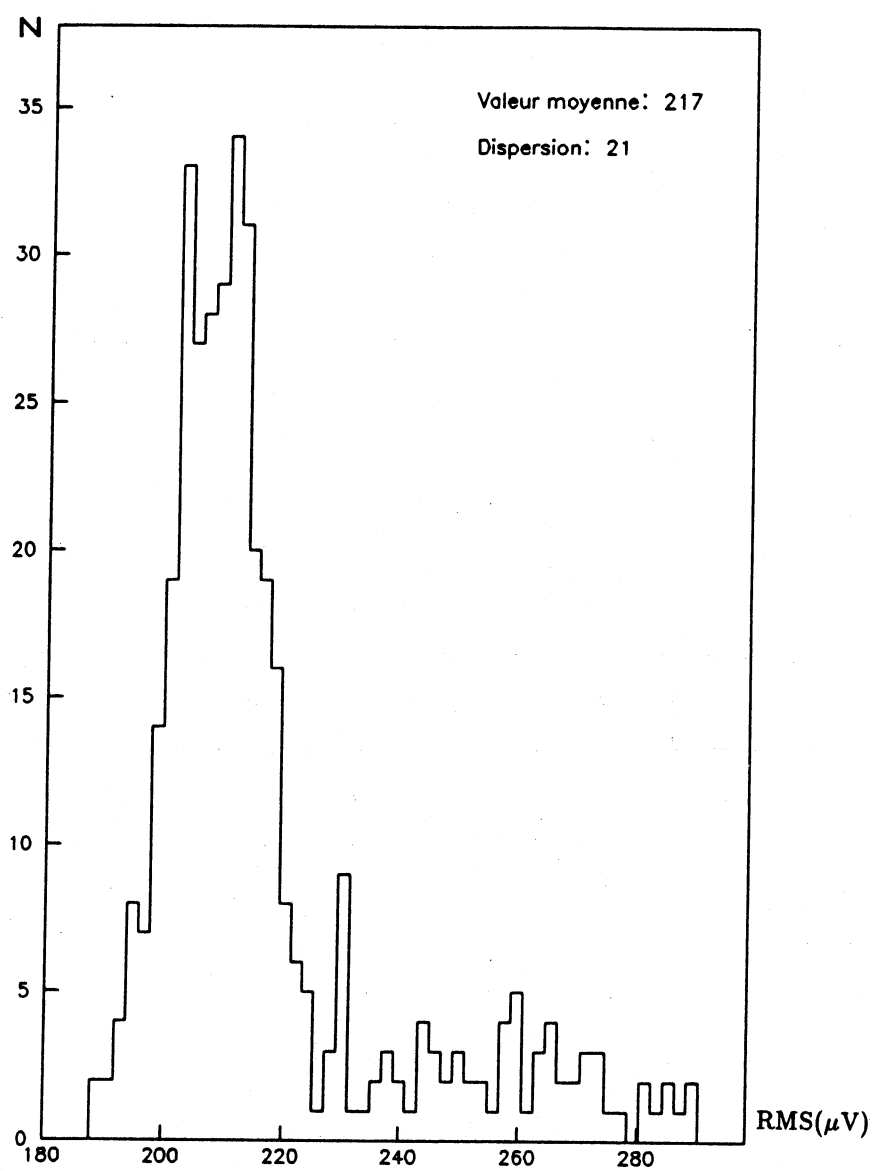


Figure III-24 : Allure du piédestal de la voie 33 à 50 GeV.

III-5- Etude de la corrélation

Intéressons-nous maintenant à la corrélation entre voies.

Pour cette étude, seules les voies basse énergie des canaux sont utilisés.

Le tableau III-7 donne les coefficients de corrélation de chaque cristal de la matrice avec le cristal 43 au cours de l'exposition de celui-ci à un faisceau d'électrons de 10 GeV.

ρ	ρ	ρ	ρ	ρ	ρ	ρ	ρ	ρ	ρ
-.18	.039	×	-.04	-.19	-.22	-.23	-.14	-.38	-.14
-.04	-.21	-.21	-.15	-.04	-.14	-.12	-.21	-.07	-.17
-.34	×	-.04	-.36	-.19	-.12	-.46	-.31	-.30	×
-.20	-.08	-.08	-.25	-.01	-.08	-.43	-.13	-.46	-.02
-.10	-.10	-.02	-.19	-.34	-.12	-.08	×	-.04	×
.43	.40	1.00	.50	.65	.57	.54	.56	.54	×
.21	×	.47	.36	.41	.59	.39	.12	.45	.35
.17	.06	.06	.07	.07	.07	.13	.12	.11	.05
.16	.06	.25	.13	.02	.08	.45	.19	.50	.07
.19	×	×	.37	.16	.02	.04	.10	.19	.14

Tableau III-7 : ρ : Coefficient de corrélation par rapport au cristal central 43 (dans le burst) pour la voie basse énergie à 10 GeV.

On remarque un changement de signe dans les coefficients de corrélation entre les moitiés haute et basse de la matrice.

On a vérifié pour le même cristal au cours d'une autre série de mesures que cette anticorrélation n'existe pas. Le **tableau III-8** montre cette vérification, tous les coefficients de corrélation de toute la matrice sont positifs.

ρ	ρ	ρ	ρ	ρ	ρ	ρ	ρ	ρ	ρ
.10	.17	×	.14	.13	×	.11	.19	.10	.07
.23	.17	.15	.13	.07	.01	.06	.04	.07	.05
.17	×	.10	.10	.15	.14	.17	.09	.15	×
.11	.12	.22	.08	.15	.13	.12	.06	.08	.13
.13	.11	.17	.18	.12	.14	.08	×	.12	.09
.40	.34	1.00	.34	.34	.34	.33	.34	.24	×
.40	.44	.29	.22	.41	.41	.28	.39	.40	.37
.22	.24	.26	.31	.31	.18	.18	.20	.34	.05
.22	×	.26	.24	.28	.26	.19	.35	.28	.27
.23	×	×	.24	.17	.20	.27	.14	.20	.12

Tableau III-8 : ρ : Coefficient de corrélation par rapport au cristal central 43 (dans le burst) pour la voie basse énergie à 10 GeV.

Cette anticorrélation n'a pas été complètement comprise. Plusieurs explications possibles, mais la plus probable est qu'elle pourrait être due aux alimentations des cartes des deux moitiés de la matrice.

Le bruit électronique total moyen par canal est: $\sigma_T = 58 \mu V$

Le bruit corrélé extérieur (σ_c) semble être distribué uniformément sur toute la matrice, il ne dépend pas du nombre M de canaux sommés et est de l'ordre de $35 \mu V$ (figures III-25 et III-26). Ce bruit est identique qu'il soit mesuré dans et en dehors du paquet de particules.

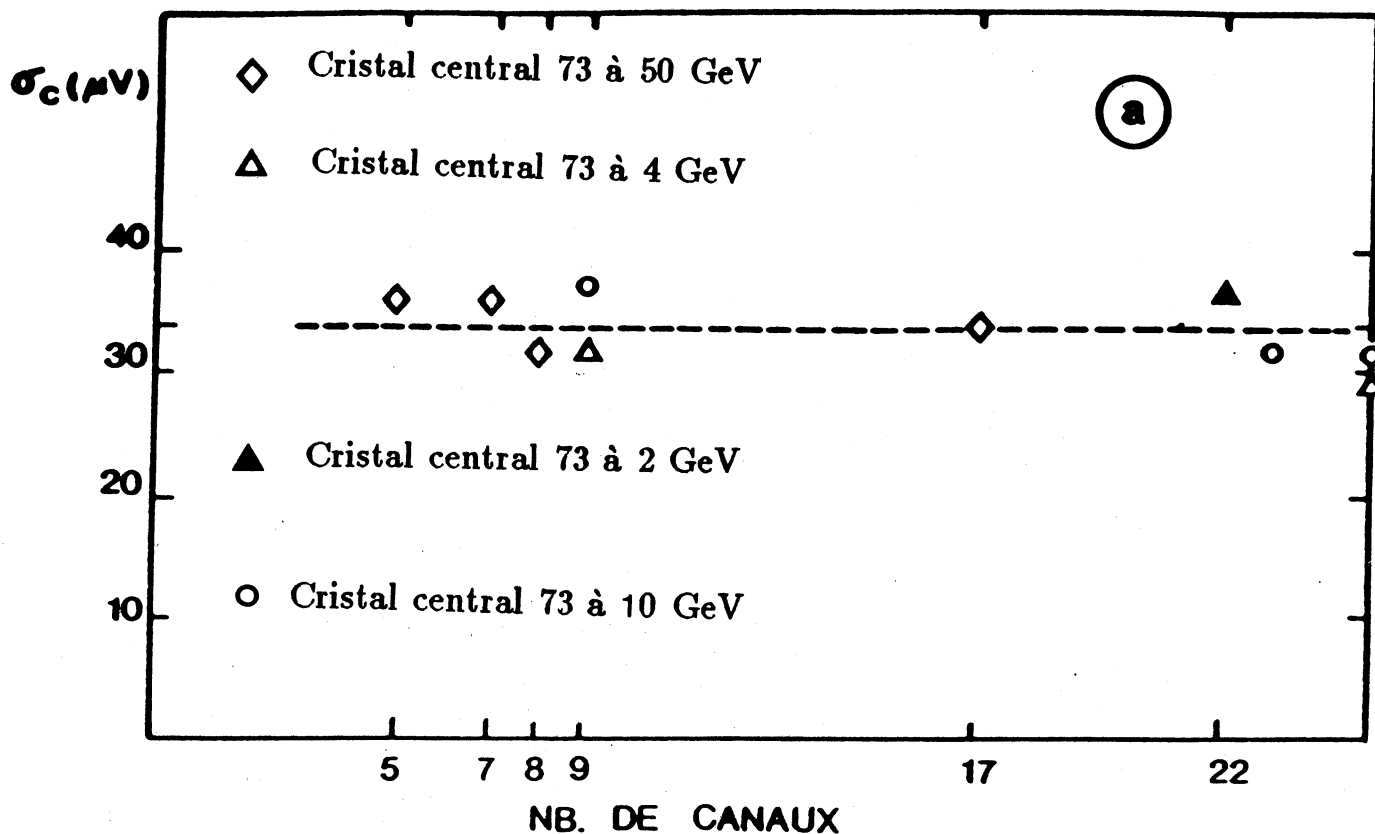


Figure III-25 : Le bruit corrélé extérieur en fonction du nombre de canaux sommés (dans le burst) pour la voie BE.

La fraction par canal du bruit corrélé est donc :

$$R = \frac{\sigma_c}{\sigma_T} = \frac{35}{58} = 60\%$$

Définissons le facteur de corrélation sur la somme des M voies électroniques comme :

$$X = \frac{\sigma^2(P_T)}{(\sum_{j=1}^M (\sigma_T^i)^2)^{1/2}}$$

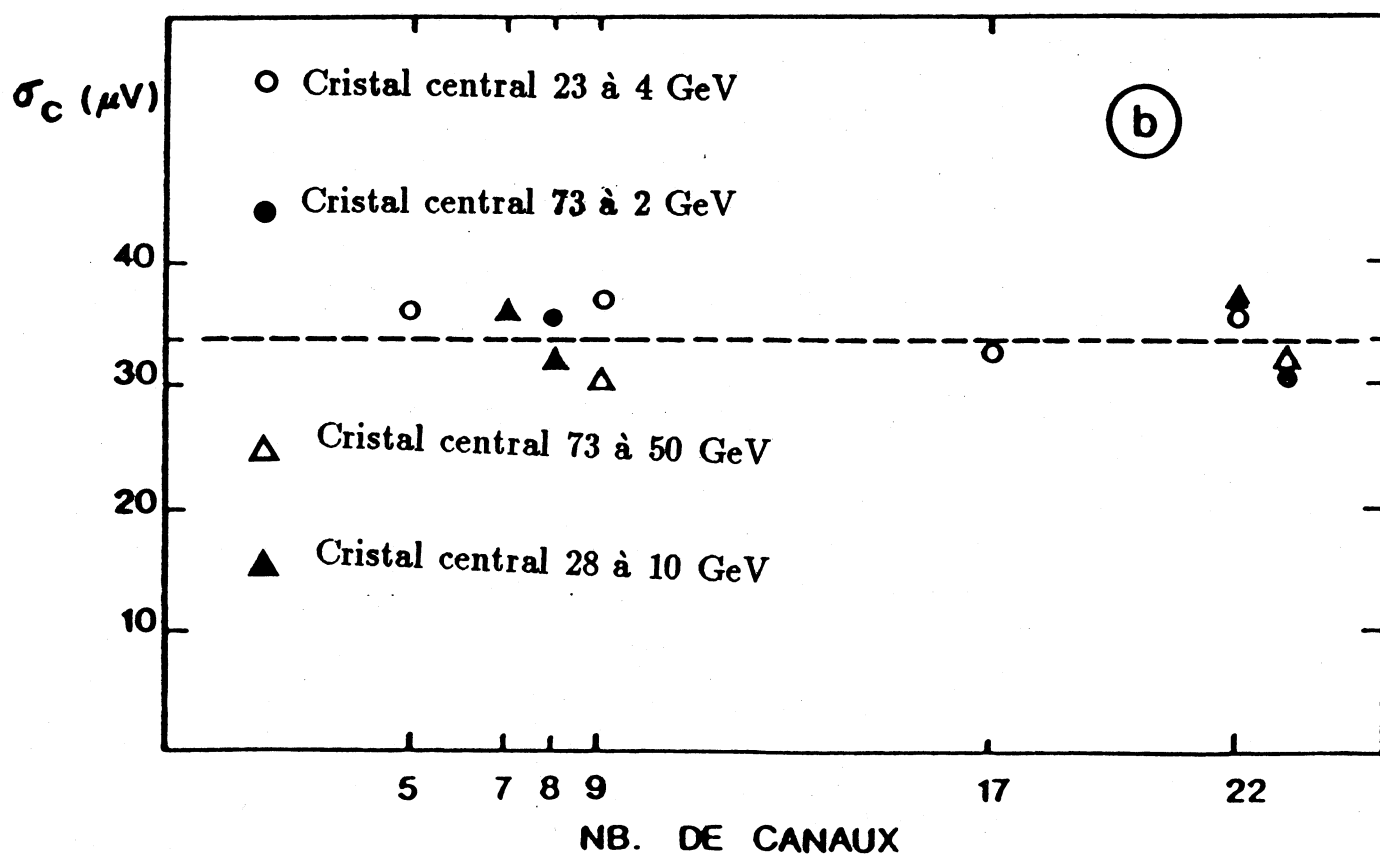


Figure III-26 : Le bruit corrélé extérieur en fonction du nombre de canaux sommés (en dehors du burst) pour la voie BE.

Si l'on suppose que les σ_{nc}^i sont égaux, on tire des relations (III-8) et (III-10) :

$$X = \left(\frac{M\sigma_{nc}^2 + M^2\sigma_c^2}{M\sigma_{nc}^2 + M\sigma_c^2} \right)^{1/2}$$

$$X = (1 + (M - 1)R^2)^{1/2}$$

Le facteur de corrélation est élevé (**figure III-27**) ces problèmes de corrélation sont très difficiles à résoudre, car, dépendant de l'environnement et de l'implantation du dispositif expérimental.

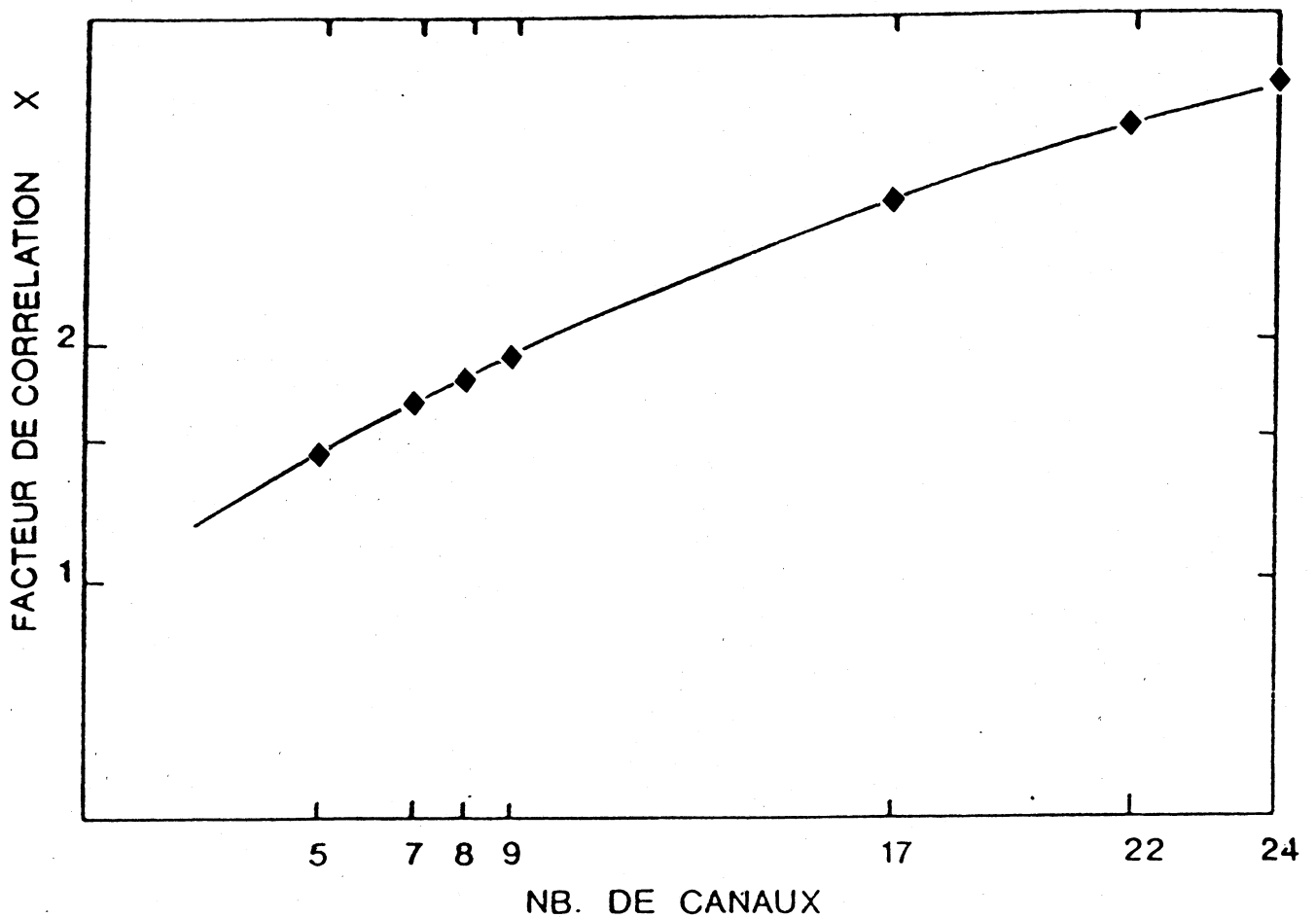


Figure III-27 : Le facteur de corrélation en fonction du nombre de canaux sommés.

III-6- Conclusion

De cette étude du bruit électronique sur la matrice test, on peut dégager les points suivants :

- a) Le gain moyen de conversion du préamplificateur de charge est de $38\mu V/1000e^-$.
- b) Dans les conditions de la matrice test, le bruit électronique moyen à basse énergie est de l'ordre de $60\mu V$, ce qui, compte tenu du taux de conversion précédent, correspond à un bruit de 1.5 MeV.
- c) On a mis en évidence la présence du bruit corrélé et ce à un niveau important. Ce bruit est particulièrement dangereux. En effet, pour une sous matrice de neuf cristaux, un facteur de corrélation égal à 2 apporte une contribution électronique à la résolution en énergie de:

$$\sigma_{electronique}(\sum_9) = 2\sqrt{\sum_{i=1}^9} = 2\sqrt{9\sigma_0^2} = 2 \times 3 \times \sigma_0 = 9 MeV$$

soit à 100 MeV :

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{electronique} \approx 9 \%$$

Les deux conclusions essentielles, relatives à l'amélioration des performances du détecteur sont les suivantes :

- a - Il faut augmenter le rendement lumineux de l'ensemble cristal-photodiodes, en changeant par exemple l'enrobage du cristal.
- b - Il faut agir sur le taux de corrélation électronique qui est trop élevé.

IV- Les constantes de calibration

IV-1- Détermination des constantes de calibration sur faisceau [9].

IV-1-a- Influence de la température

Le taux de lumière délivré par le BGO est dépendant de la température. Cet effet a donc été étudié au cours de prises de données spéciales avec des électrons de 10 GeV au cours desquelles la température a déchu lentement de 25°C à 21°C.

La figure III-28 montre la variation de l'énergie déposée en fonction de la température ainsi que l'ajustement des résultats avec une droite de pente de $-1.55\%/^{\circ}\text{C}$.

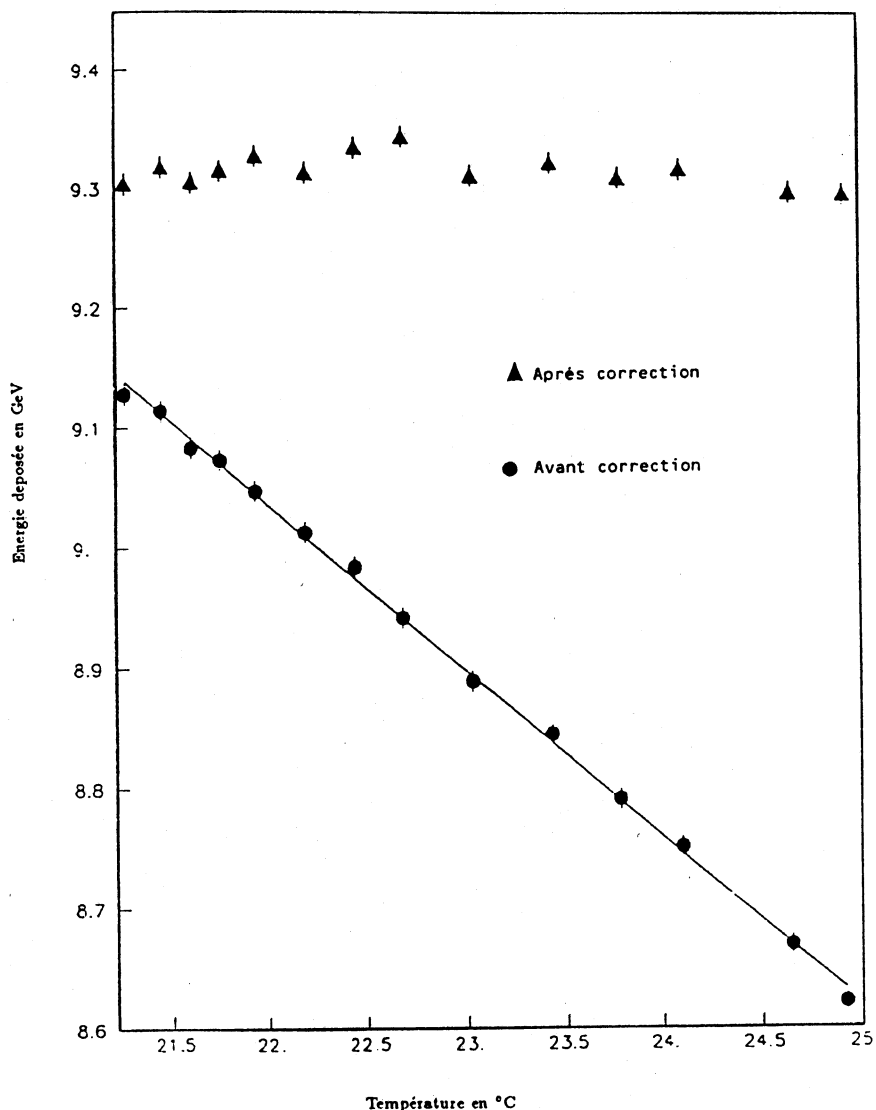


Figure III-28 : La variation de l'énergie déposée en fonction de la température.

IV-1-b- Détermination des constantes

Le détecteur a une résolution en énergie de 1% aux énergies 2 à 50 GeV. Pour atteindre cette performance, il est nécessaire de déterminer une constante de calibration avec une grande précision (de l'ordre du pour mille) pour chaque cristal. Cette quantité est définie comme le rapport entre l'énergie déposée dans le cristal et le signal obtenu par le système de lecture :

$$C = \frac{E(MeV)}{A(mV)} \quad (III - 12)$$

Pour déterminer de manière précise ces constantes, il est indispensable de connaître la fraction d'énergie déposée dans le cristal (typiquement de l'ordre de 75%) ou, ce qui est équivalent, quelle est la fraction de l'énergie de la particule incidente qui est perdue (soit dans les murs de la structure de support, soit dans les cristaux voisins, soit enfin à l'avant et l'arrière). La valeur moyenne des pertes peut être déterminée avec des Monte Carlo de développement des gerbes (EGS, Géant ...) mais les fluctuations événement par événement sont telles que les erreurs correspondantes sur les constantes obtenues ne peuvent être négligées. Afin de minimiser l'impact de ces fluctuations, on peut s'intéresser aux signaux recueillis sur les cristaux voisins, appartenant par exemple à des sous matrices de 3×3 ou 5×5 centrées sur le cristal intéressant. L'incertitude ne porte plus alors que sur les pertes dans les murs et à l'extérieur de la sous matrice.

On demandera alors au Monte Carlo une correction sur une fraction d'énergie beaucoup plus faible, et les constantes obtenues seront plus précises.

Par contre, cette méthode demande de connaître les constantes de calibration des canaux voisins et nous oblige à utiliser un processus itératif.

Dans la première étape, la constante est calculée pour chaque cristal individuellement :

$$C_i^1 = \frac{E}{\langle A_i \rangle} \times E_{MC}^1 \quad (III - 13)$$

où E_{MC}^1 est la fraction de l'énergie de la particule incidente déposée dans le cristal central, déterminée par Monte Carlo.

Au cours des étapes suivantes (en général deux autres étapes sont suffisantes pour obtenir sur 9 ou 25 cristaux) et les constantes seront:

$$C_i^n = E_{MC}^n \frac{E}{\langle A_i \rangle} - \frac{\sum_j^{n-1} C_j \langle A_i \rangle}{\langle A_i \rangle} \quad (III - 14)$$

où n est 9 ou 25.

E_{MC}^n est toujours la fraction d'énergie calculée par Monte Carlo mais pour des sous matrices de 9 ou 25 cristaux.

C_j sont les constantes des cristaux voisins déterminées au cours des itérations précédentes (C_j^1 pour la deuxième étape, C_j^n à partir de la troisième).

La distribution des constantes ainsi obtenues est illustrée dans la **figure III-29**. La forme générale de la distribution et particulièrement les 3 valeurs situées loin du pic est due essentiellement à la dispersion des taux de lumière des cristaux (cf § IV-2) comme l'illustre bien la **figure III-30**.

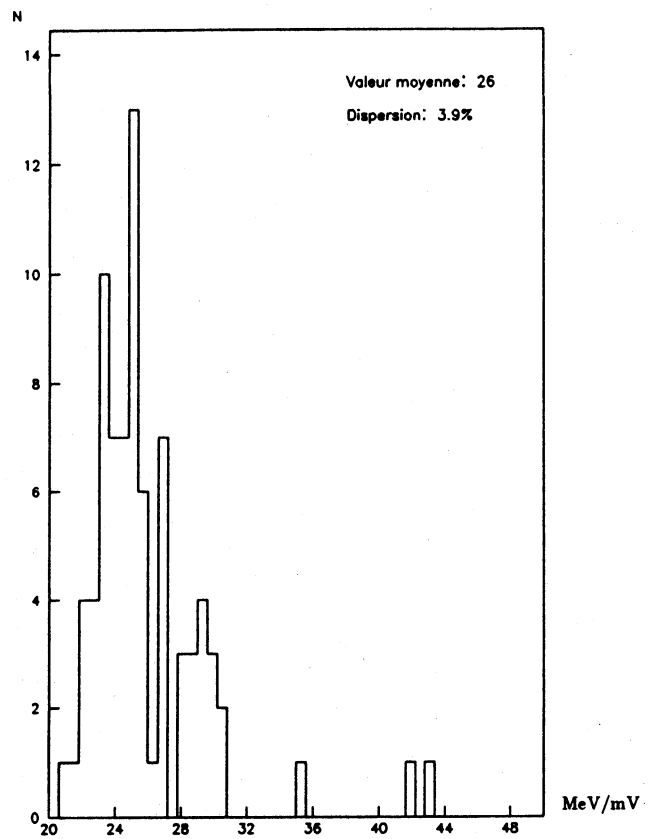


Figure III-29 : La distribution des constantes de calibration C_i^{25} à 10 GeV.

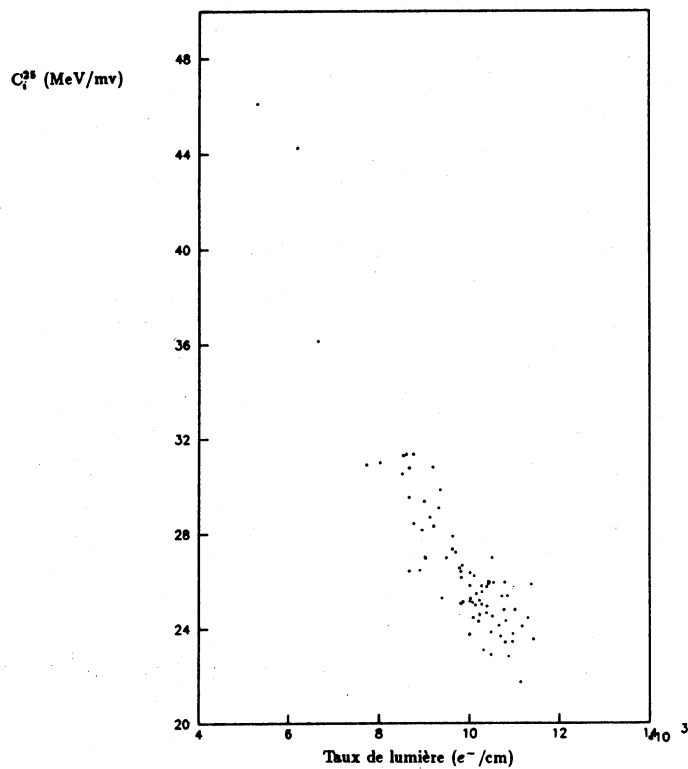


Figure III-30 : Les constantes de calibration C_i^{25} mesurées sur faisceau en fonction du taux de lumière mesurée sur banc cosmique.

IV-2- Détermination du taux de lumière au banc cosmique.

Les constantes de calibration sont peu dépendantes de l'énergie, il est donc normal de vérifier que celles trouvées avec le faisceau sont approximativement égales aux constantes de calibration calculées avec les données obtenues avec des particules cosmiques.

D'autre part, quand nous serons sur le LEP, les cosmiques seront l'un des seuls moyens de vérifier et éventuellement de recalculer les constantes de calibration (s'il y a dommage par radiation...etc).

Les particules cosmiques sont utilisées pour extraire les caractéristiques du cristal BGO, en particulier l'uniformité de la réponse le long du cristal ainsi que le taux de lumière recueillie. De plus, la largeur du pic d'ionisation minimum est une mesure de la résolution du cristal. Dans ce qui suit, nous décrirons l'appareillage et la méthode utilisée [10].

IV-2-a- Dispositif expérimental

L'appareillage utilisé est schématisé dans la figure III-31. Les particules sont détectées par deux scintillateurs S1 et S3 éloignés de 60 cm. Trois ensembles de chambres à fils permettent une détermination précise de la trajectoire incidente. Entre les chambres, deux boîtes identiques reçoivent chacune 10 cristaux de BGO. Un système de ressort permet de presser chaque détecteur sur une plaque de verre supportant deux photodiodes. Le couplage optique est amélioré en ajoutant de la graisse entre les cristaux de BGO et le verre. Un PAC, placé directement dans la boîte, reçoit le signal de la photodiode et l'envoie à un ampli de mise en forme localisé 3 mètres plus loin. Après amplification, le signal est digitalisé dans un ADC (LRS 2259) de 11 bits. Un ordinateur HP21MX se charge de l'acquisition transférant les données du CAMAC sur une bande magnétique 1600 b.p.i. Un programme en ligne contrôle le flot des données provenant du CAMAC et calcule sur un échantillon d'événements les résultats principaux des cristaux de BGO [1].

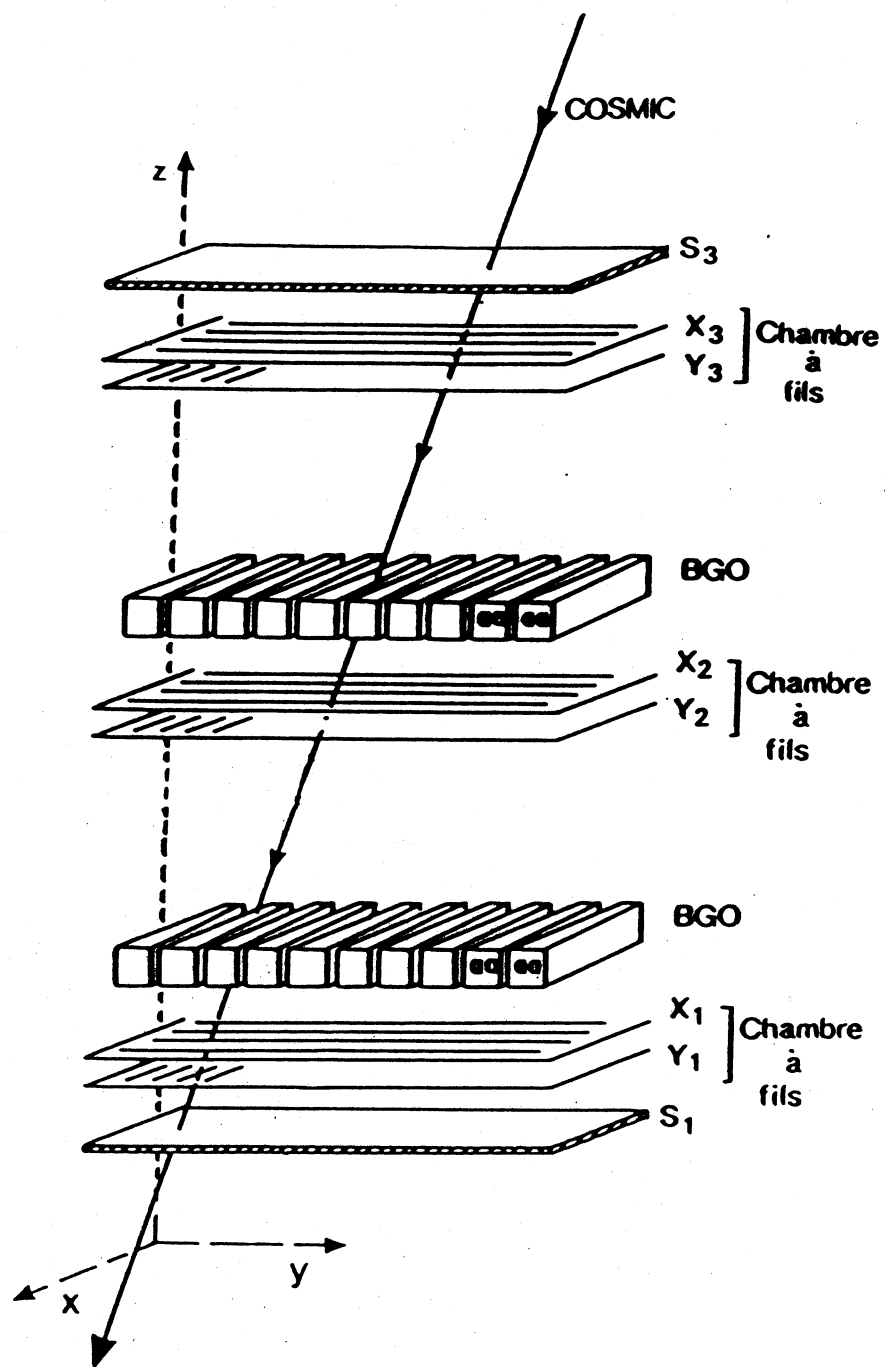


Figure III-31 : Dispositif expérimental au banc cosmique.

IV-2-b- Résultats

La courbe de réponse (figure III-2) en fonction de la distance x de la trace incidente à la photodiode est de la forme:

$$L_i(x) = L_0^i \times f_i(x) \quad (III - 15)$$

Où $f(x)$ est un polynôme de degré 3.

$$f_i(x) = a_i x^3 + b_i x^2 + c_i x + d_i \quad (III - 16)$$

et L_0^i appelé taux de lumière, est la réponse pour $x = 12\text{cm}$. Avec l'enrobage de mylar aluminisé, le taux de lumière figure III-32 est en moyenne de 10000 électrons/cm.

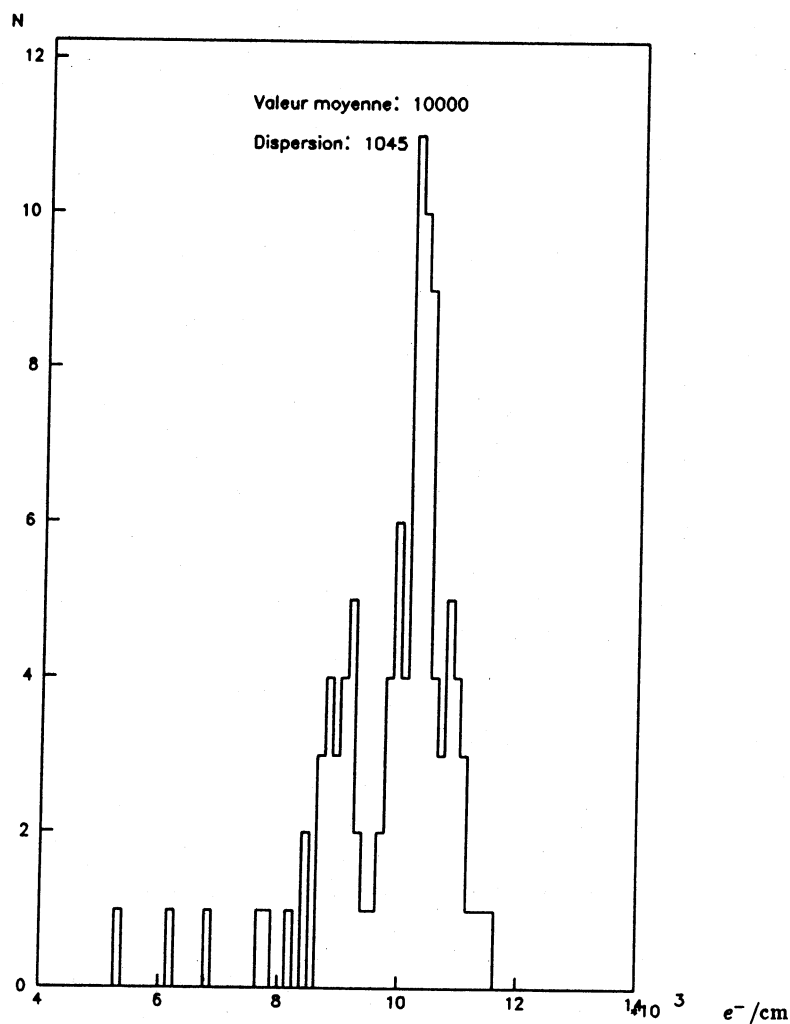


Figure III-32 : Distribution du taux de lumière (e^-/cm).

La **figure III-33** présente différentes courbes de réponse obtenues à partir des paramètres L_0^i et $f_i(x)$.

Ces paramètres sont mesurés pour chaque cristal avant d'installer les cristaux sur la matrice test.

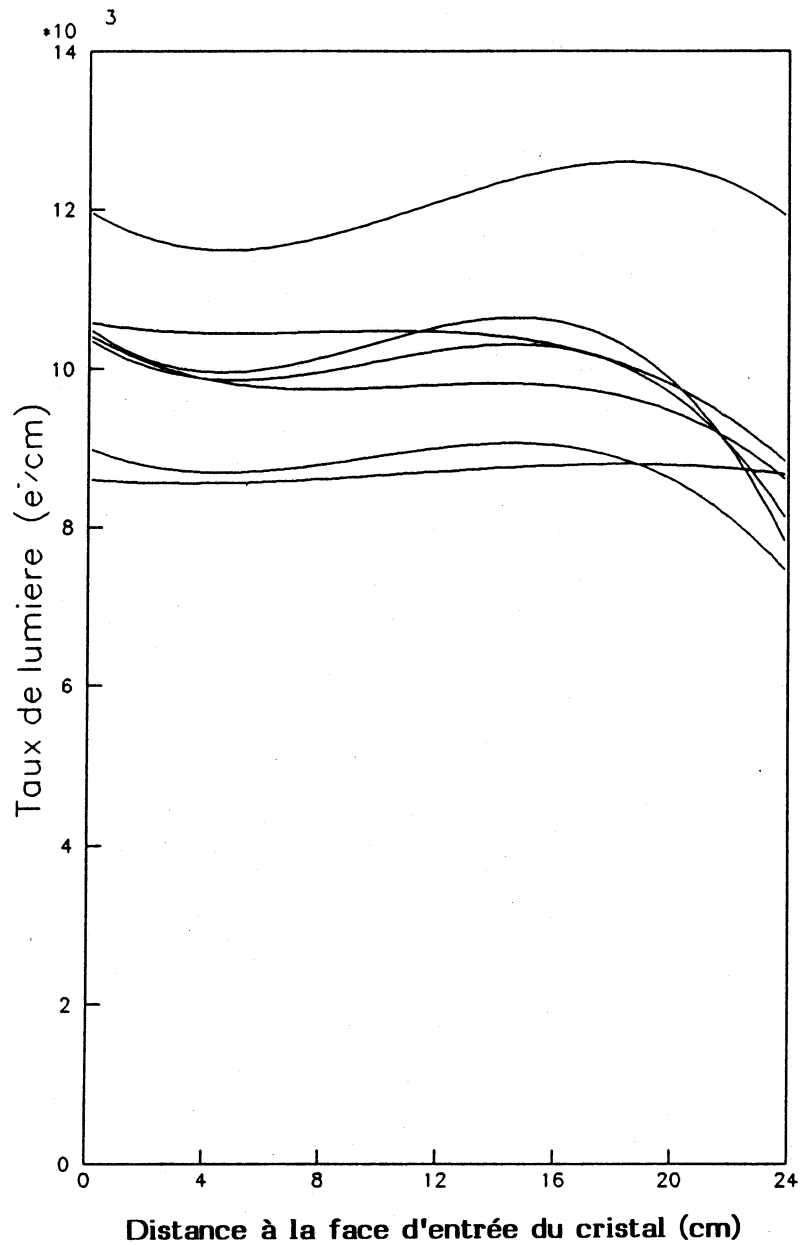


Figure III-33 : *Exemple de quelques courbes de réponse.*

IV-3- Corrélation entre les constantes de calibration sur faisceau et les taux de lumière

Ces deux séries de résultats ont été obtenus de façon indépendantes avec deux électroniques tout à fait différentes et concernent des données très éloignées du point de vue de leur gamme dynamique: quelques dizaines de MeV (déposées localement) avec le banc cosmique, plusieurs GeV (gerbes électromagnétiques ayant une certaine extension) avec les électrons du faisceau.

Il est intéressant d'en faire la corrélation pour avoir une idée de la précision avec laquelle il est possible de calibrer un ensemble de plusieurs cristaux et de voir notamment s'il s'avère possible de réaliser cette calibration à partir des seules données cosmiques et de la connaissance du développement longitudinal des gerbes électromagnétiques.

Une particule traversant le cristal de B. G. O. génère de la lumière de scintillation. Le signal infinitésimal généré par les photons dans une épaisseur dt est [8]:

$$dA_i = g_i \times L_i(t)s(t)dt \quad (III - 17)$$

avec:

g_i : Le gain de la chaîne électronique (photodiodes + électronique de lecture)

t est la profondeur suivant l'axe du cristal mesurée en longueur de radiation.

$L_i(t)$: La réponse de la lumière pour chaque cristal comme définie dans la relation III-17.

$s(t)$: Une paramétrisation [11] du profil longitudinal du développement de la gerbe.

La **figure III-34** représente la courbe paramétrisée du développement longitudinal des gerbes à 2, 4, 10 et 50 GeV en tenant compte des fuites latérales mais non des fuites avant et arrière.

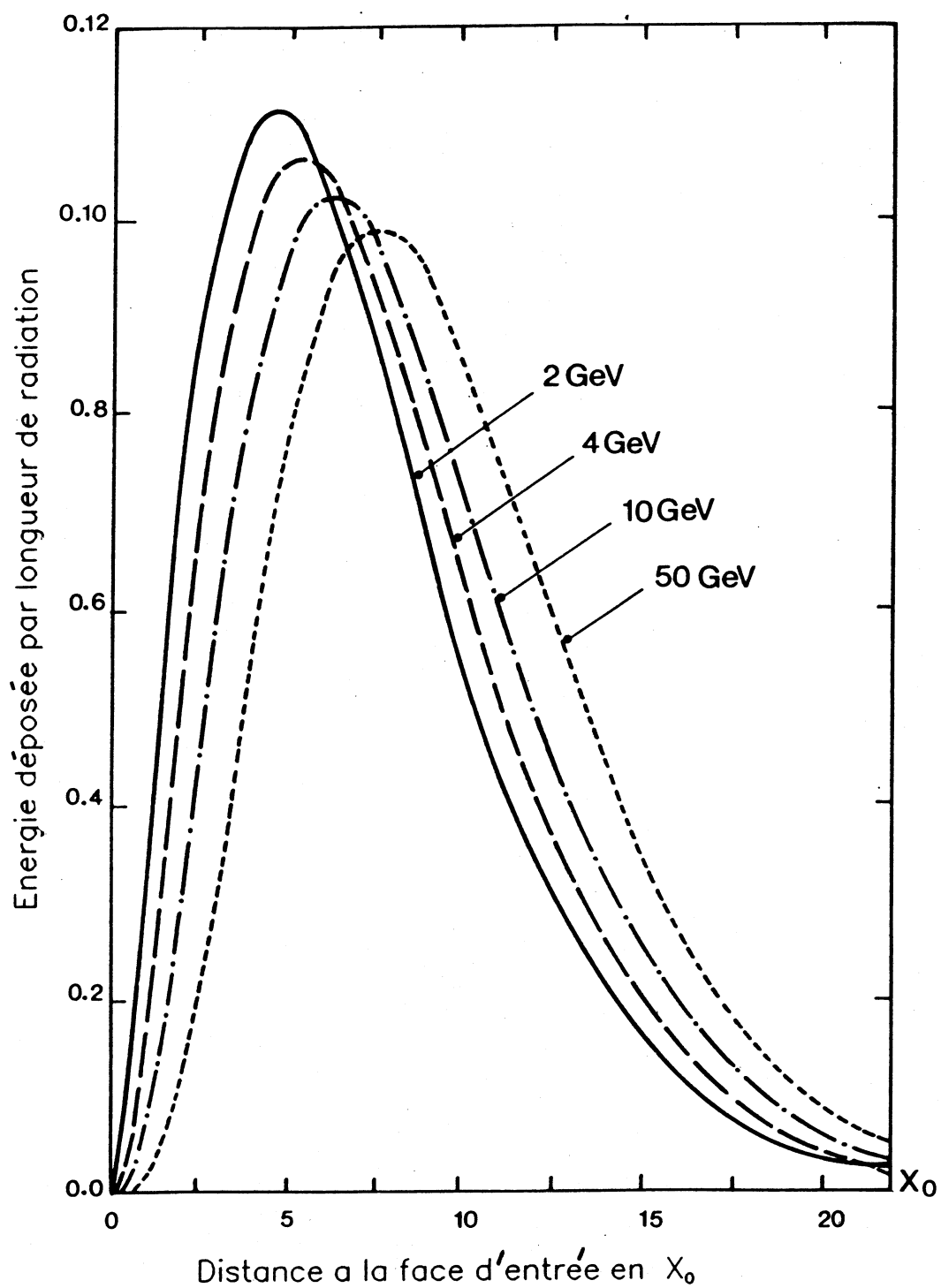


Figure III-34 : *Energie déposée par longueur de radiation en fonction de la distance à la face d'entrée du cristal.*

Le signal intégré sur la totalité de la longueur du cristal s'écrit :

$$A_i = g_i \times \int_0^{t_i} L_i(t) s(t) dt \quad (III - 18)$$

Où: t_i est la longueur totale (en unité de longueur de radiation) du cristal.

L'énergie totale déposée est:

$$E = \int_0^{t_i} s(t) dt \quad (III - 19)$$

Compte tenu de la relation (III-12), la constante de calibration s'écrit:

$$C_i = \frac{E}{A_i} = \frac{\int_0^{t_i} s(t) dt}{g_i \times L_0^i \int_0^{t_i} s(t) f_i(t) dt} \quad (III - 20)$$

D'où:

$$g_i \times L_0^i = \frac{1}{C_i} \frac{\int_0^{t_i} s(t) dt}{\int_0^{t_i} s(t) f_i(t) dt} \quad (III - 21)$$

Posons:

$$R = \frac{\int_0^{t_i} s(t) dt}{\int_0^{t_i} s(t) f_i(t) dt}$$

R n'est fonction que de l'énergie.

Et:

$$g_i \times L_0^i = \frac{R}{C_i} \quad (III - 22)$$

On peut donc corréler les constantes de calibration issues des mesures en faisceau avec le taux de lumière provenant du banc cosmique sous la forme :

$$\frac{R}{C_i} = f(L_0^i) \quad (III - 23)$$

Les figures III-35, III-36 représentent un exemple de l'équation (III-24) à 2 et 50 GeV pour 81 cristaux.

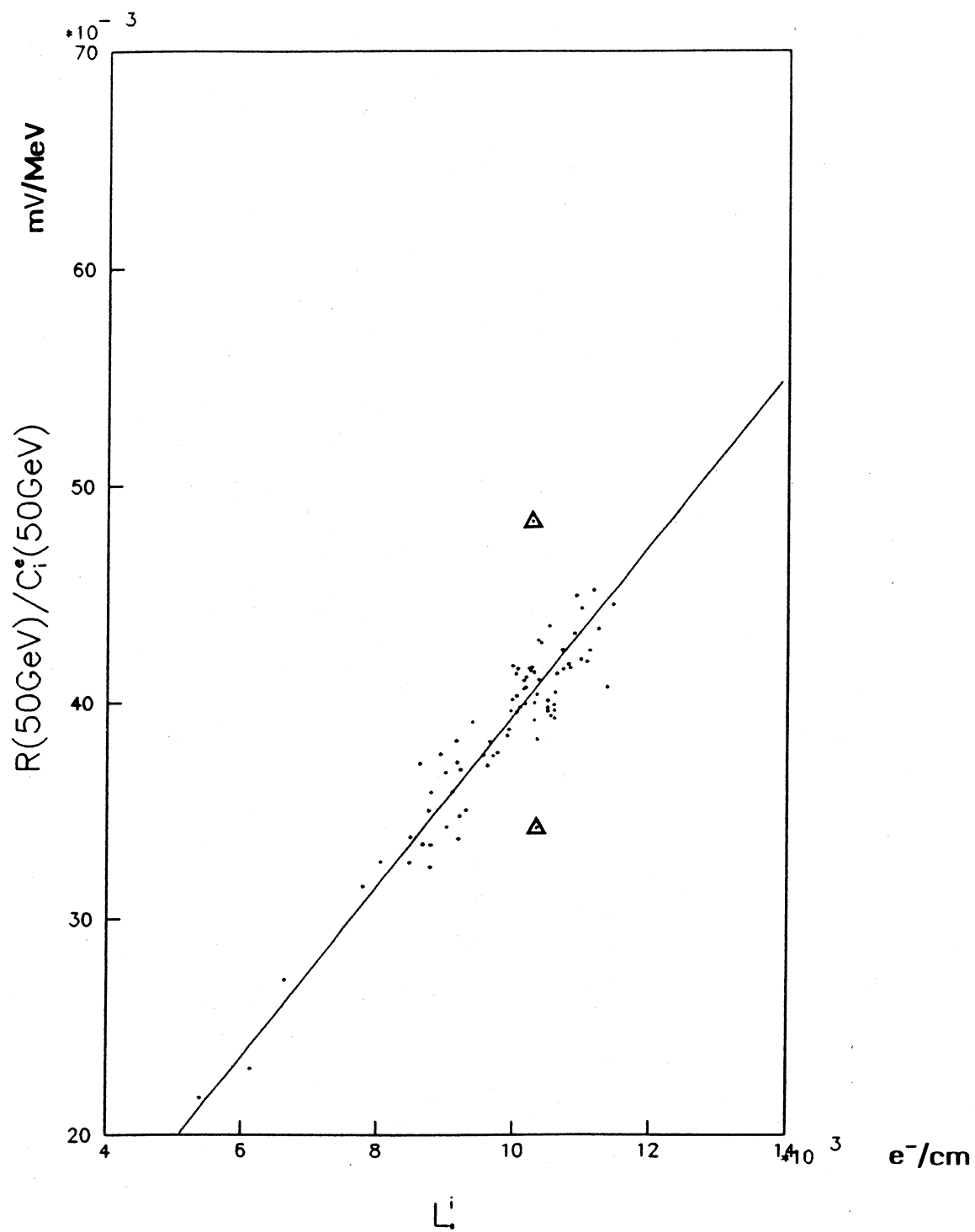


Figure III-35 : $\frac{R}{C_i}$ en fonction de L_0^i à 2 GeV.

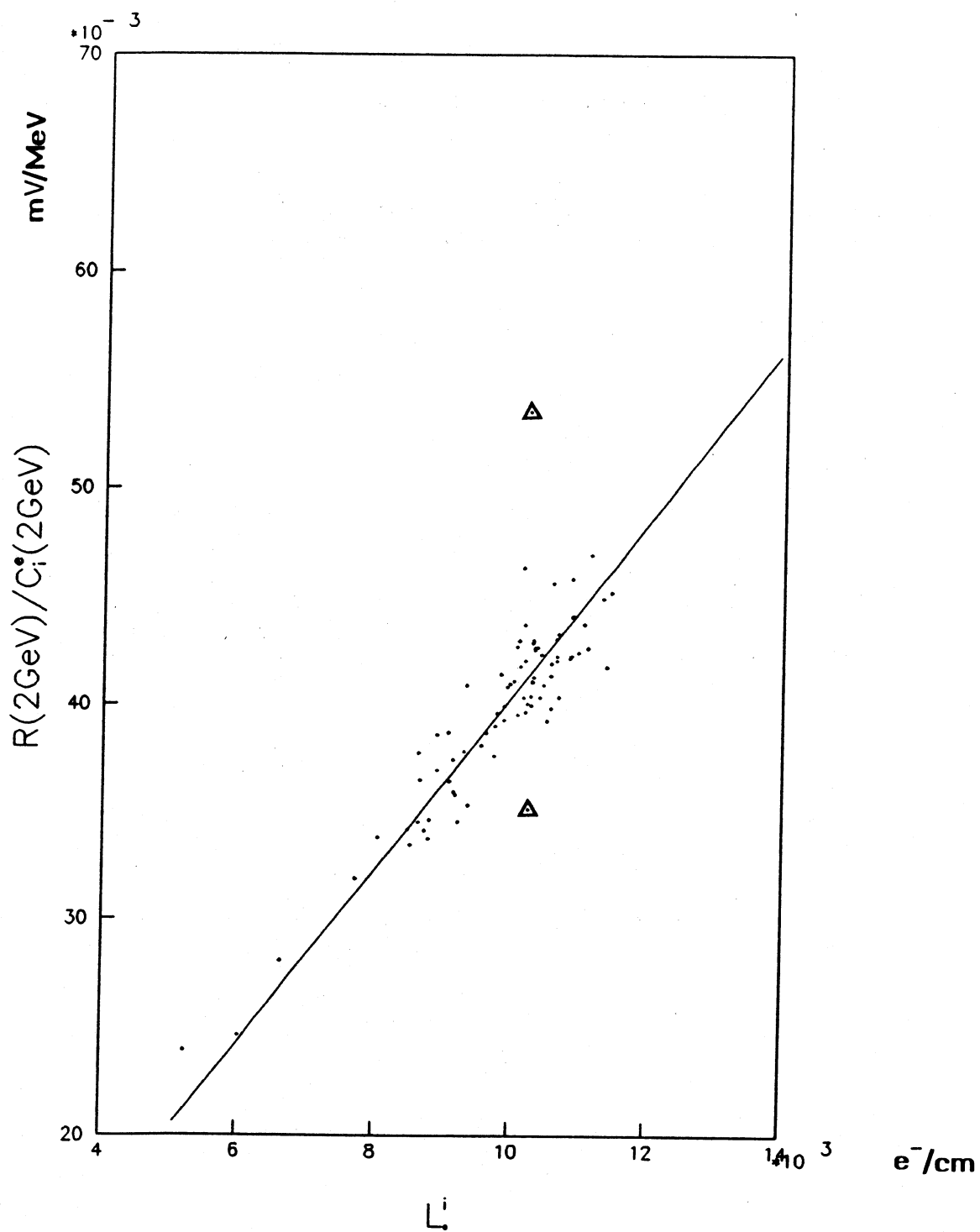


Figure III-36 : $\frac{R}{C_i^*}$ en fonction de L_0^i à 50 GeV.

Si l'on ajuste la distribution par une droite de la forme :

$$\frac{R}{C_i} = D L_0^i$$

La dispersion sur la valeur de la pente D est de l'ordre de 5.41% aux énergies 2, 4, 10 et 50 GeV.

En éliminant les deux cristaux hors normes (soulignés sur les figures **III-35**, **III-36**), les dispersions obtenues avec et sans facteur de correction R (c'est à dire en tenant ou non compte de la courbe de réponse $f_i(t)$) sont résumés dans le **tableau III-9**.

<i>Energie</i> <i>GeV</i>	<i>Dispersion sans facteur</i> <i>de correction</i> %	<i>Dispersion avec facteur</i> <i>de correction</i> %
2	4.64	4.18
4	4.40	4.43
10	4.65	4.53
50	3.93	3.86

Tableau III-9 : *Dispersion avec et sans facteur de correction à différentes énergies.*

Cette dispersion est un reflet de celle des gains électroniques, ainsi que sur la détermination du taux de lumière (L_0^i) et des constantes de calibration (C_i) et notamment la température.

IV-4- Corrélation entre les constantes de calibration sur faisceau à différentes énergies.

Dans le cas idéal, les constantes de calibration obtenues à différentes énergies, corrigées de la non uniformité, devraient être identiques.

Nous avons étudié les rapports entre les $\frac{R}{C_i}$ obtenus à une énergie avec ceux obtenus aux autres énergies (figures III-37, III-38). Par exemple entre 2 et 4 GeV :

$$\frac{R}{C_i}(2\text{GeV}) = f\left(\frac{R}{C_i}(4\text{GeV})\right)$$

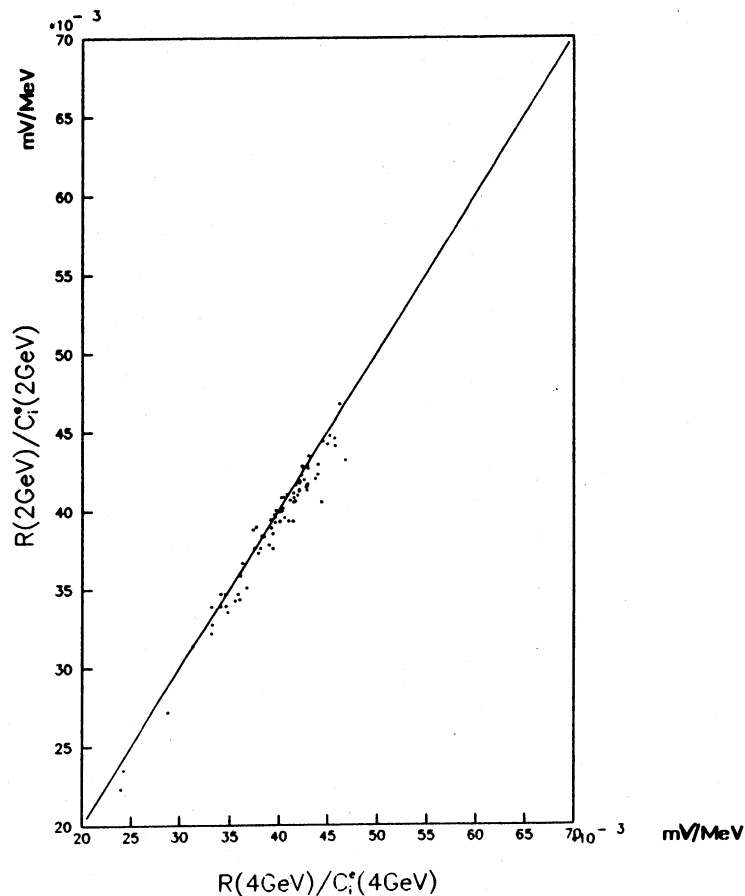


Figure III-37 : Corrélation entre 2 et 4 GeV.

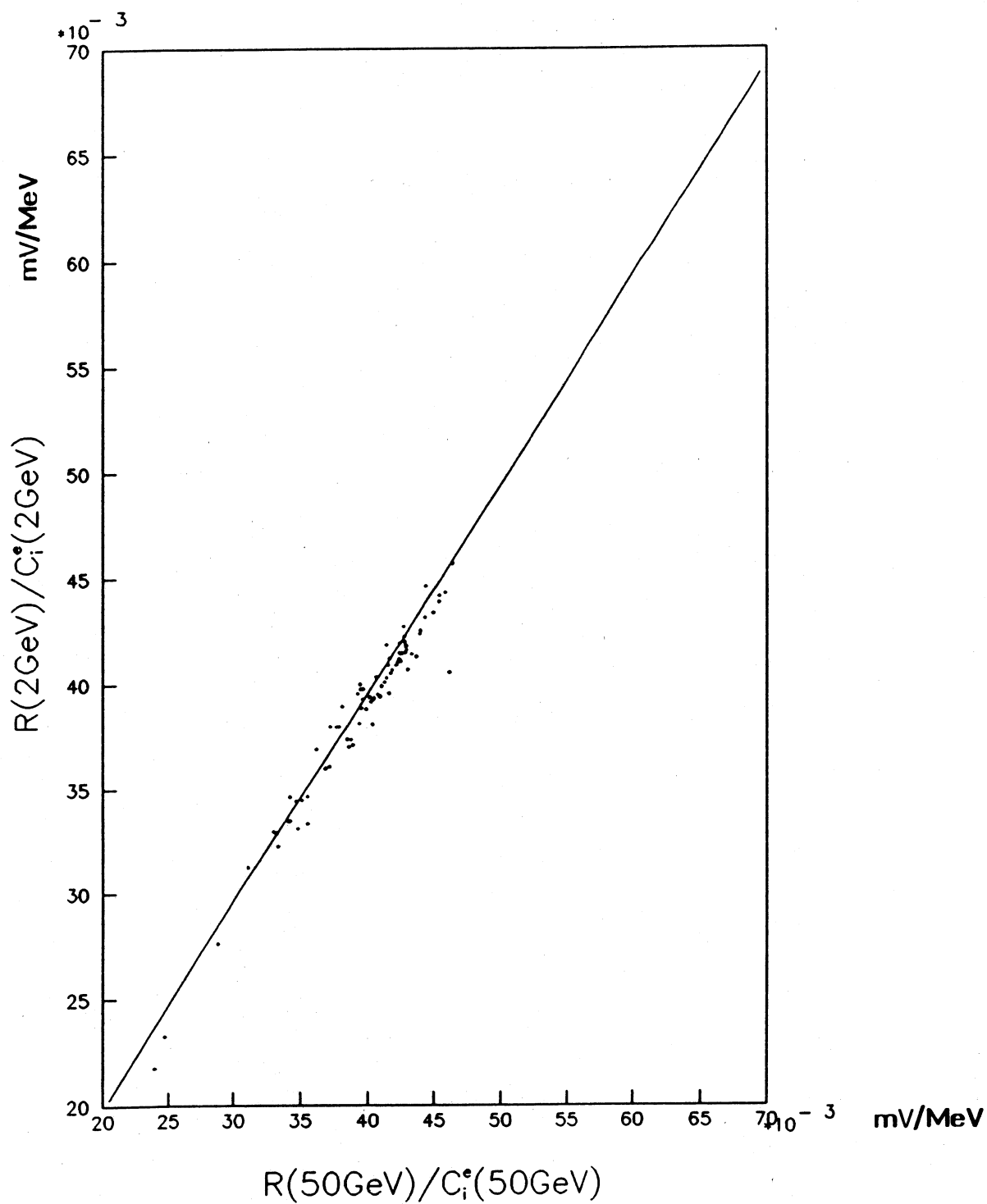


Figure III-38 : *Corrélation entre 2 et 50 GeV.*

Les largeurs sur les distributions de ces rapports sont résumées dans le **tableau III-10** qui ne comportent en principe pas les contributions des dispersions des gains de l'électronique (contrairement aux corrélations précédentes).

<i>E1 et E2 GeV</i>	<i>Valeur moyenne sans facteur de correction</i>	<i>Dispersion sans facteur de correction %</i>	<i>Valeur moyenne avec facteur de correction</i>	<i>Dispersion avec facteur de correction %</i>
2 et 4	1.017	1.48	1.017	1.46
2 et 10	1.034	1.73	1.034	1.66
2 et 50	1.024	1.75	1.023	1.61
4 et 10	1.017	1.47	1.017	1.45
4 et 50	1.006	1.47	1.007	1.40
10 et 50	0.990	1.40	0.991	1.39

Tableau III-10 : *Dispersion avec et sans facteur de correction entre différentes énergies.*

On voit que les dispersions sont de l'ordre de 1.6%, que l'on tienne compte ou non du facteur de correction de non-uniformité : cette valeur reflète entre autre l'imprécision des corrections des gains de l'électronique, l'effet de température, ainsi que des méthodes d'extraction des constantes.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] - **H.Elmamouni,**
Thèse de Doctorat Lyon 1986 (Lycen T 8628).
- [2] - **P.Lebrun,**
Thèse de Doctorat Lyon 1986 (Lycen T 8626).
- [3] - **Société Hamamatsu,**
Technical Data Sheet Numéro S - 504 -01
K. Yamamoto et al.
Nucl. Inst. and Meth. A253 (1987) 542.
- [4] - **J.Goyot, B.Ille, P.Lebrun, J.P.Martin,**
Nucl. Inst. and Meth. A263 (1987) 535.
- [5] - **H.E.E. I.P.N Lyon,**
Lycen. 8679 (1987).
- [6] - **Hubbert et al,**
Journ. Phys. Chem. Ref. Data 9. 1023(1980).
- [7] - **J.A.Bakken et al,**
Nucl. Inst. and Meth. A270 (1988) 397.

- [8] - **J.A.Bakken et al,**
Nucl. Inst. and Meth. A254 (1987) 535.
- [9] - **D.Boutigny, Y.Karyotakis, M.Maire, G.Sauvage,**
L3 internal report # 519.
- [10] - **J.P.Burq et al,**
L3 internal report # 394.
- [11] - **E.Longo and I.Sestili,**
Nucl. Inst. and Meth. 128 (1975) 283.

CHAPITRE IV

TEST ET MONTAGE DES CARTES DE PREAMPLIFICATEURS DE CHARGE POUR LA PARTIE CENTRALE DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE

PLAN

I - Caractéristiques du détecteur	142
II - Performance des cartes de préamplificateurs	146
CONCLUSION	153

Les tests réalisés avec la matrice de 100 cristaux a permis de définir complètement l'électronique de lecture des cristaux de BGO ainsi que son implantation dans le détecteur. Nous allons décrire la phase de construction des deux demi-tonneaux ainsi que les performances de notre électronique frontale (7680 préamplificateurs de charges organisés sur deux fois 160 cartes).

I- Caractéristiques du détecteur

Le calorimètre électromagnétique a déjà été décrit dans le chapitre II. Nous ne nous intéresserons ici qu'aux caractéristiques issues des tests effectués avec la matrice.

Les faces latérales des cristaux n'étant pas dépolies, chaque cristal est peint d'une couche de $50 \pm 20 \mu\text{m}$ de réflecteur blanc (NE 560), permettant d'obtenir plus de lumière que le mylar aluminisé ($14000e^-/\text{cm}$ au lieu de $10000e^-/\text{cm}$) et rendant la réponse à peu près uniforme dans une fenêtre de plus au moins moins 10% (figure IV-1).

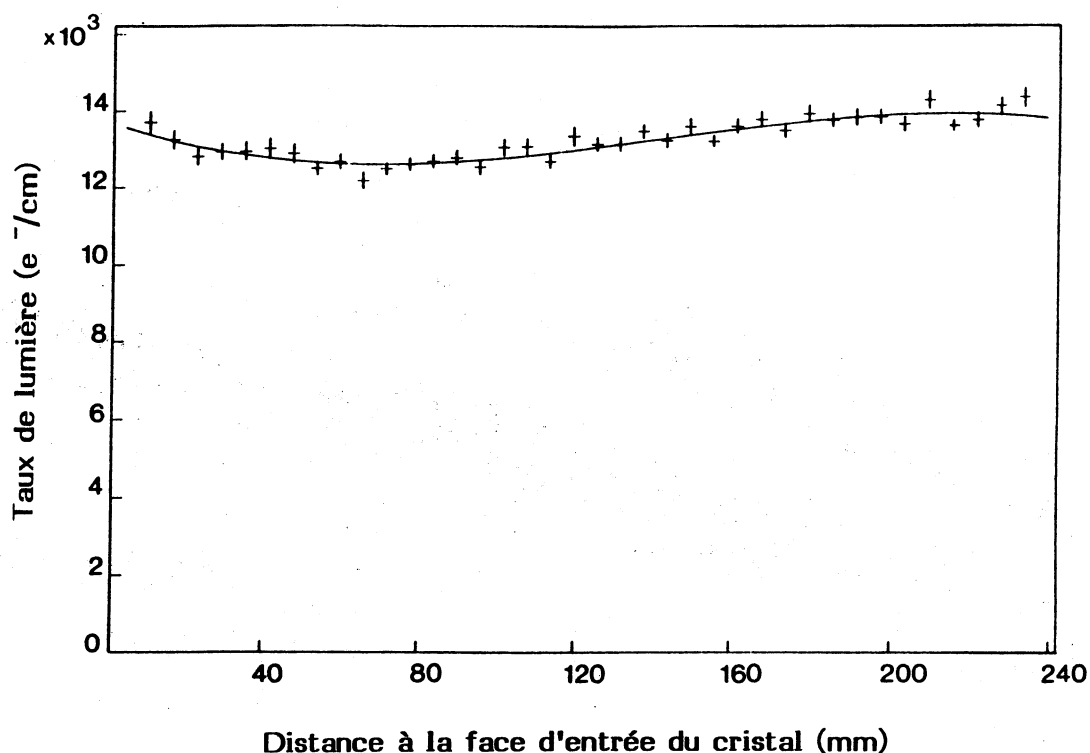


Figure IV-1 : Exemple de courbe de réponse d'un cristal peint

Sur la face arrière du cristal, sont collées deux photodiodes de 1.5 cm^2 de surface chacune. Elles sont placées à l'intérieur d'une capsule étanche à la lumière percée de deux orifices destinés à l'entrée de deux fibres optiques (amélioration par rapport aux tests réalisés en 1986 où une seule fibre optique était utilisée) reliées chacune à une lampe à Xénon (ce doublage permet de vérifier les informations et d'être moins sensible aux problèmes de rupture de fibres) afin de contrôler les éventuels changements dans la transmission de lumière au cours du temps. En effet le BGO est sensible aux radiations et peut jaunir, ce qui aurait comme effet de modifier les constantes de calibration. Chaque capsule de deux photodiodes est connectée à un préamplificateur de charges (PAC). Les PAC sont placés aussi proche que possible (quelques cm) des photodiodes et reliés à celles-ci au moyen d'un câble blindé muni d'un connecteur Dubox.

Les PAC, regroupés par cartes de 24 correspondant à une tranche en ϕ du demi-tonneau (figure IV-2), sont placés derrière chaque rangée de cristaux. La carte est recouverte d'un capot, installé à 1 mm des PAC et dans lequel un fluide de refroidissement circule pour maintenir une température voisine de 18°C . Par rapport à la matrice de 86, la différence essentielle réside dans le fait qu'il n'y a pas contact avec les PAC (rendu difficile sur toute la longueur d'une carte) et que le fréon est remplacé par un fluide caloporteur à base de silicone.

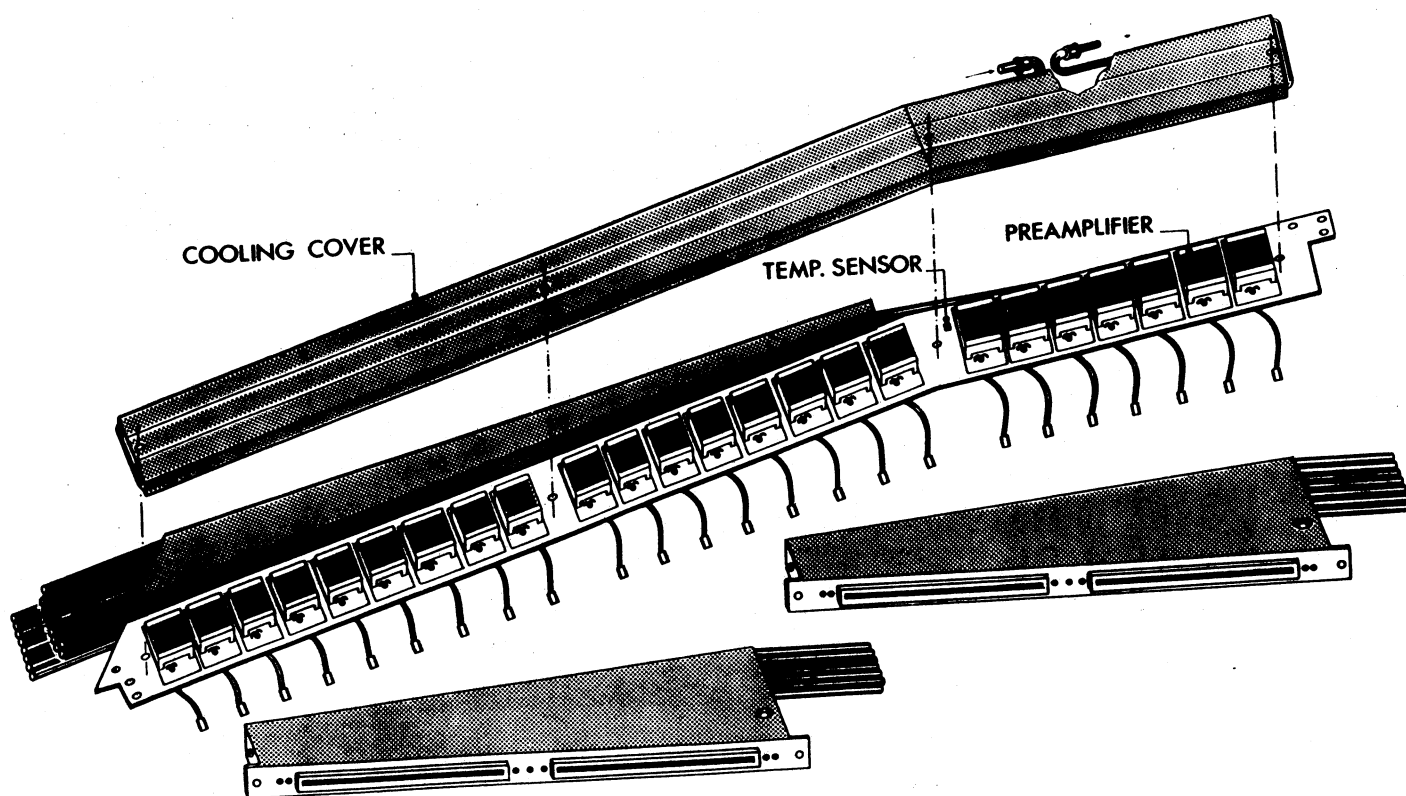


Figure IV-2 : Schéma de la carte des 24 préamplificateurs de charge

Ils sont reliés à l'électronique de lecture installée dans des boîtes placée sur le côté du calorimètre hadronique HB (figure IV-3) par des cables multi-fonctions (test, alimentation, signal) de petit diamètre (5 mm) et d'environ 3 m de long.

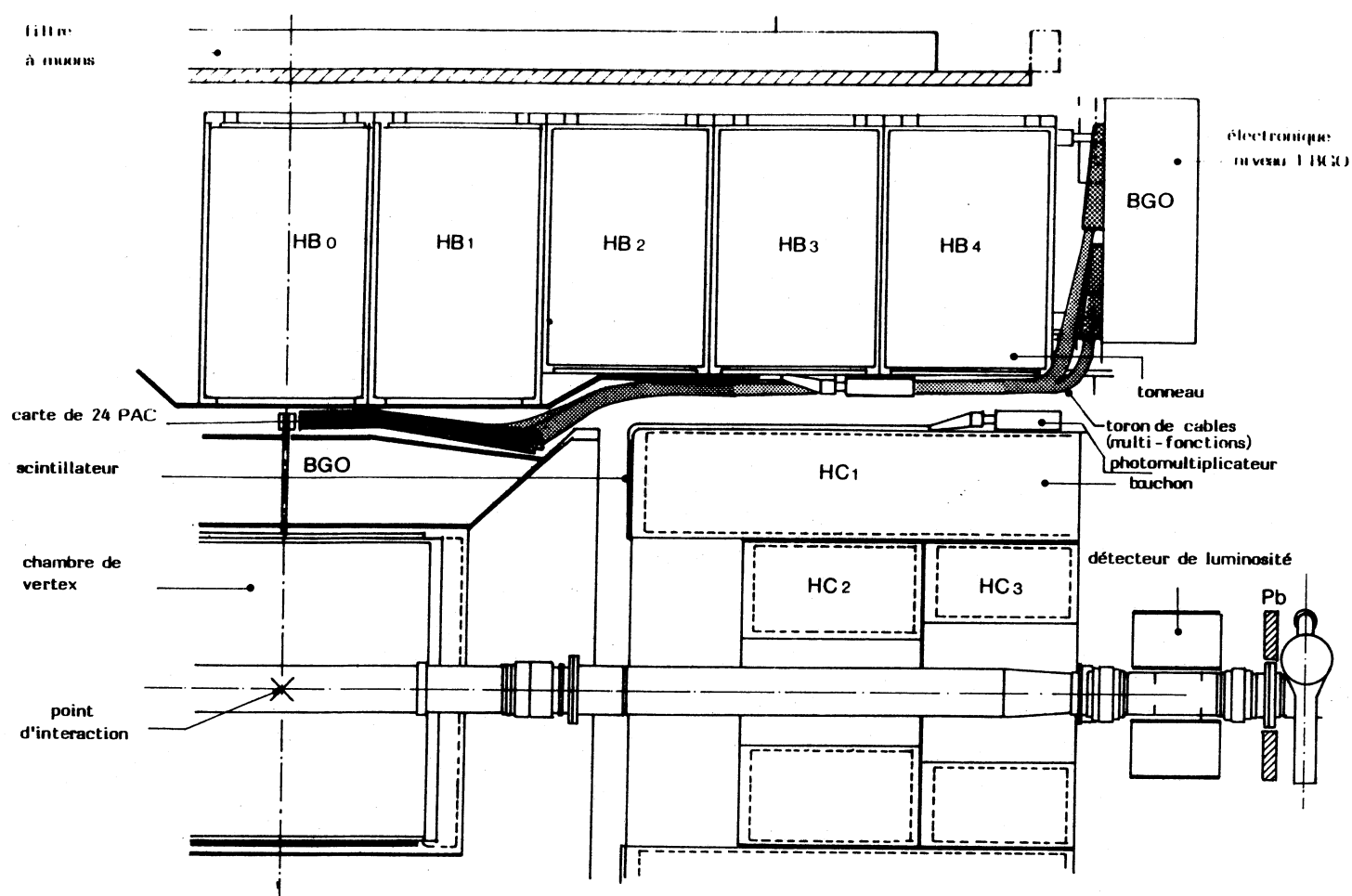


Figure IV-3 : Vue d'ensemble de l'installation

L'architecture du système d'acquisition du BGO (figure IV-4) comprend quatre niveaux:

Niveau 1 :

- Amplification et digitilisation de chaque voie, constituée de deux chaînes distinctes (basse et haute énergie) et contrôlée par un microprocesseur MOTOROLA 6805 (cf chapitre III § I-4). Les données sont stockées 250 μ s après le déclenchement.

Niveau 2 :

- Les processeurs 6805 sont organisés en réseau de 60, et sont contrôlés par un microprocesseur MOTOROLA 68010. Installés dans des chassis VME, ils sont situés dans la salle de controle à plus de 100m du détecteur.

Niveau 3 :

- Les calculateurs du niveau 2 sont regroupés par 16 et contrôlés à leur tour par des microprocesseurs 68010 identiques et situés dans le même chassis VME. Les 4 chassis VME sont donc nécessaires pour les 3840 voies du demi-tonneau.

Niveau 4 :

- Le niveau principal, installé dans un autre chassis VME regroupe les données recueillis dans le calorimètre en un seul bloc qu'il transmet à une mémoire Fastbus dans le système d'acquisition principal géré par un ordinateur VAX.

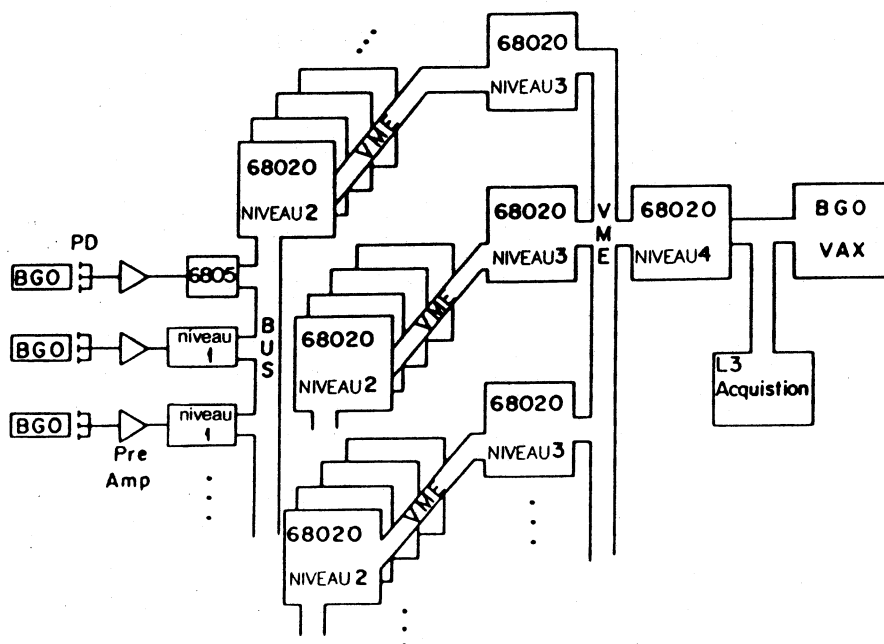


Figure IV-4 : Architecture du système de lecture du BGO

III- Performances des cartes de préamplificateurs

Compte tenu du grand nombre de voies (3840 pour chaque demi-tonneau), et de la nécessaire fiabilité (après montage et installation, photodiodes et préamplificateurs de charges seront inaccessibles), le plus grand soin a été apporté à la vérification de leur bon fonctionnement par des contrôles systématiques, largement automatisés, lors de toutes les phases de la construction et du montage. En particulier:

- a) Contrôle des préamplificateurs à leur réception au service microélectronique de l'I.P.N de Lyon, et caractérisation du bon fonctionnement électrique, bruit, temps de décroissance du signal de sortie du PAC, gain de conversion. Ce système est piloté par un microcalculateur IBM-PC.
- Pour le premier demi-tonneau, parmi les 4555 PAC fabriqués par la société AU-REL, 10% ont été rejetés sur les critères suivants:
 - Niveau de bruit supérieur à $800 e^-$ (pour une capacité d'entrée de 230 pF) 7%:
 - Défauts électriques: 3%

Les caractéristiques des 7680 PAC sélectionnés pour être montés sur le tonneau sont résumées dans le **tableau IV-1**.

- b) Après montage des PAC sur les cartes, contrôle visuel (bon état des soudures) et électrique de celles-ci à leur réception au laboratoire des hautes énergies (vérification que les cartes ne sont pas en court-circuit, mesure du courant de consommation de la carte, mesure du niveau continu de sortie de chaque voie à vide, et en injectant une tension 0.9 Volts à l'entrée pour contrôler le gain du PAC, observation de la forme du signal de sortie et mesure du temps de décroissance).
- c) Les cartes subissent ensuite un contrôle systématique permettant de vérifier le bon fonctionnement de chaque voie. Ce contrôle est réalisé deux fois: la réception des cartes à L'IPN et après leur montage sur le demi tonneau (**figure IV-5**) au CERN. Pour réaliser ces contrôles, le système d'amplification et de lecture de Princeton est remplacé par une électronique classique de même type que celle utilisée au cours des tests de la matrice (chapitre III § I-3) et contrôlé par un système VME.

<i>a</i> : 1 ^{er} demi – tonneau <i>b</i> : 2 ^{em} demi – tonneau	Valeur	Dispersion
<i>Niveau de bruit pour une capacité d'entrée de 10 pF (électrons)</i>	<i>a</i> : 355 ± 14 <i>b</i> : 348 ± 15	3.9% 4.3%
<i>Niveau de bruit pour une capacité d'entrée de 230 pF (électrons)</i>	<i>a</i> : 720 ± 35 <i>b</i> : 715 ± 47	4.9% 6.6%
<i>Capacité de contre réaction (pF)</i>	<i>a</i> : 4.12 ± 0.05 <i>b</i> : 3.98 ± 0.07	1.2% 1.8%
<i>Capacité Test (pF)</i>	<i>a</i> : 3.98 ± 0.06 <i>b</i> : 3.95 ± 0.07	1.5% 1.8%
<i>Gain de conversion (μV/1000 e⁻)</i>	<i>a</i> : 37.0 ± 0.5 <i>b</i> : 37.9 ± 0.6	1.4% 1.6%

Tableau VI-1: Les caractéristiques des PAC.

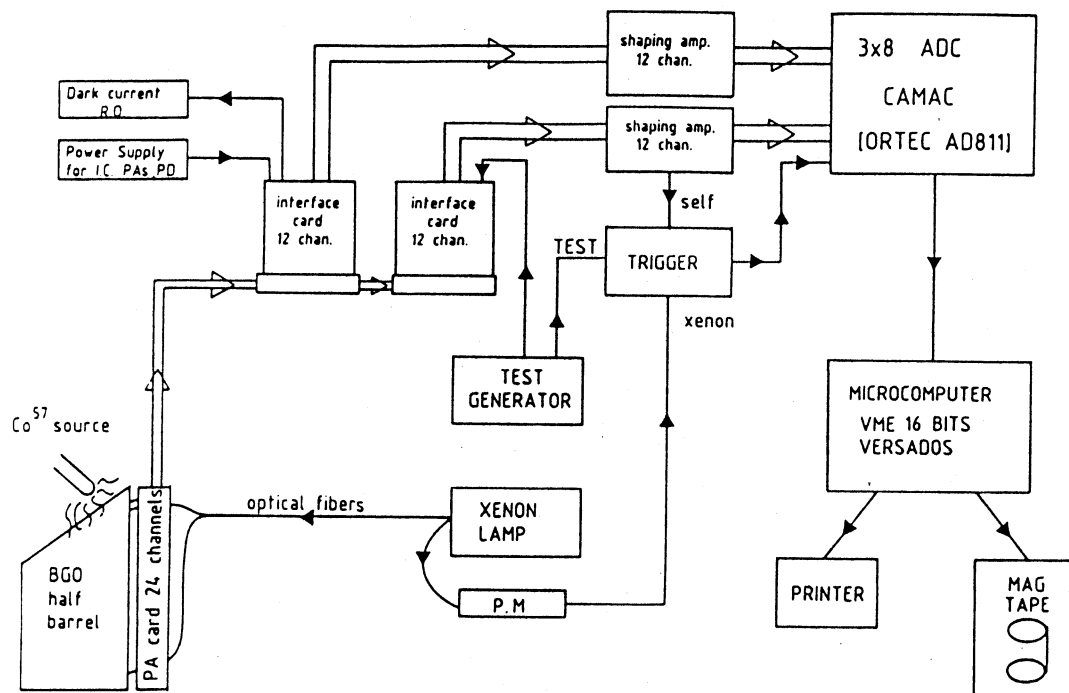


Figure IV-5 : *Système de test d'une carte de préamplificateurs de charge montée sur le demi-tonneau*

Les 320 cartes de 24 PAC sont testées suivant trois modes différents:

- Générateur d'impulsions pour tester l'électronique.
- Autodéclenchement permettant l'utilisation de la source de Co^{57} pour tester l'électronique et les photodiodes et permettant de déterminer une calibration absolue de la chaîne électronique.
- Lampe à Xénon. Lors de l'installation du double système de fibres optiques sur les capsules, les fibres présentant un mauvais transfert de lumière peuvent être remplacées par d'autres prévues pour cet usage. Le déclenchement du système d'acquisition est assuré au moyen d'un photomultiplicateur comme indiqué dans la **figure IV-5**. Ce test en lumière constitue la vérification ultime de chaque voie du calorimètre électromagnétique puisqu'on vérifie ainsi la transmission des fibres, du cristal, la réponse en lumière bleue des photodiodes, le bon fonctionnement de l'électronique frontale et le niveau de bruit.

L'écart-standard de la distribution des événements obtenus avec le générateur d'impulsions pour les 7680 canaux du tonneau permet d'évaluer le bruit total par canal.

En calibrant les canaux par la source de Co^{57} , nous avons pu mesurer le bruit total en électrons.

La valeur moyenne obtenue pour la distribution des 7680 canaux (figure IV-6) est de 1200 électrons, un peu meilleur qu'en 1986 où elle était de 1378 électrons.

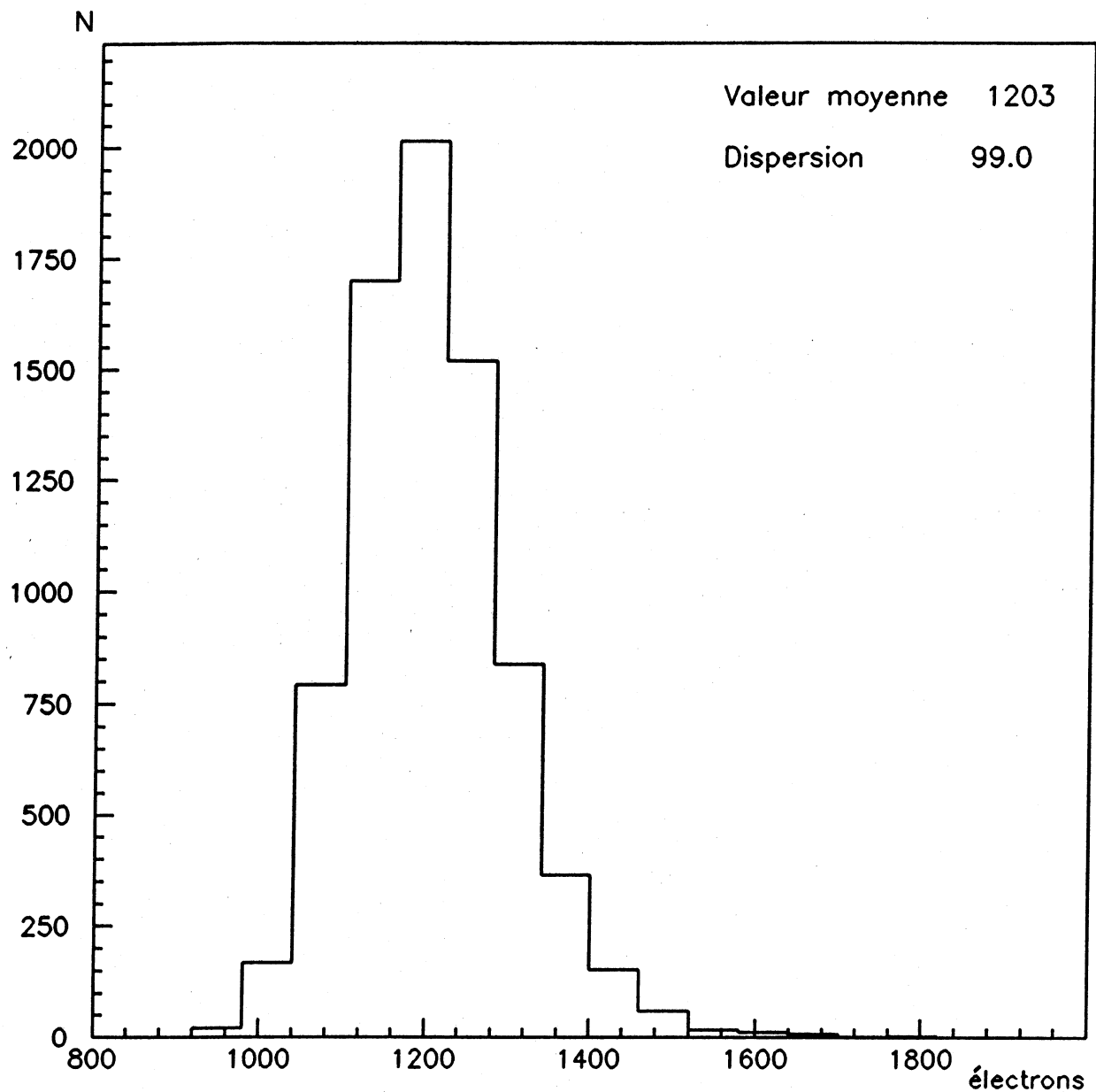


Figure IV-6 : Distribution du bruit en électrons pour les 7680 canaux

Connaissant la réponse en lumière au centre de chacun des cristaux et l'énergie moyenne perdue par les muons dans le BGO (10 MeV/cm), nous pouvons estimer le bruit total par canal en MeV.

La distribution pour les 7680 canaux (figure IV-7) a une valeur moyenne de 0.85 MeV, alors que celle obtenue en 1986 était de l'ordre de 1.4 MeV.

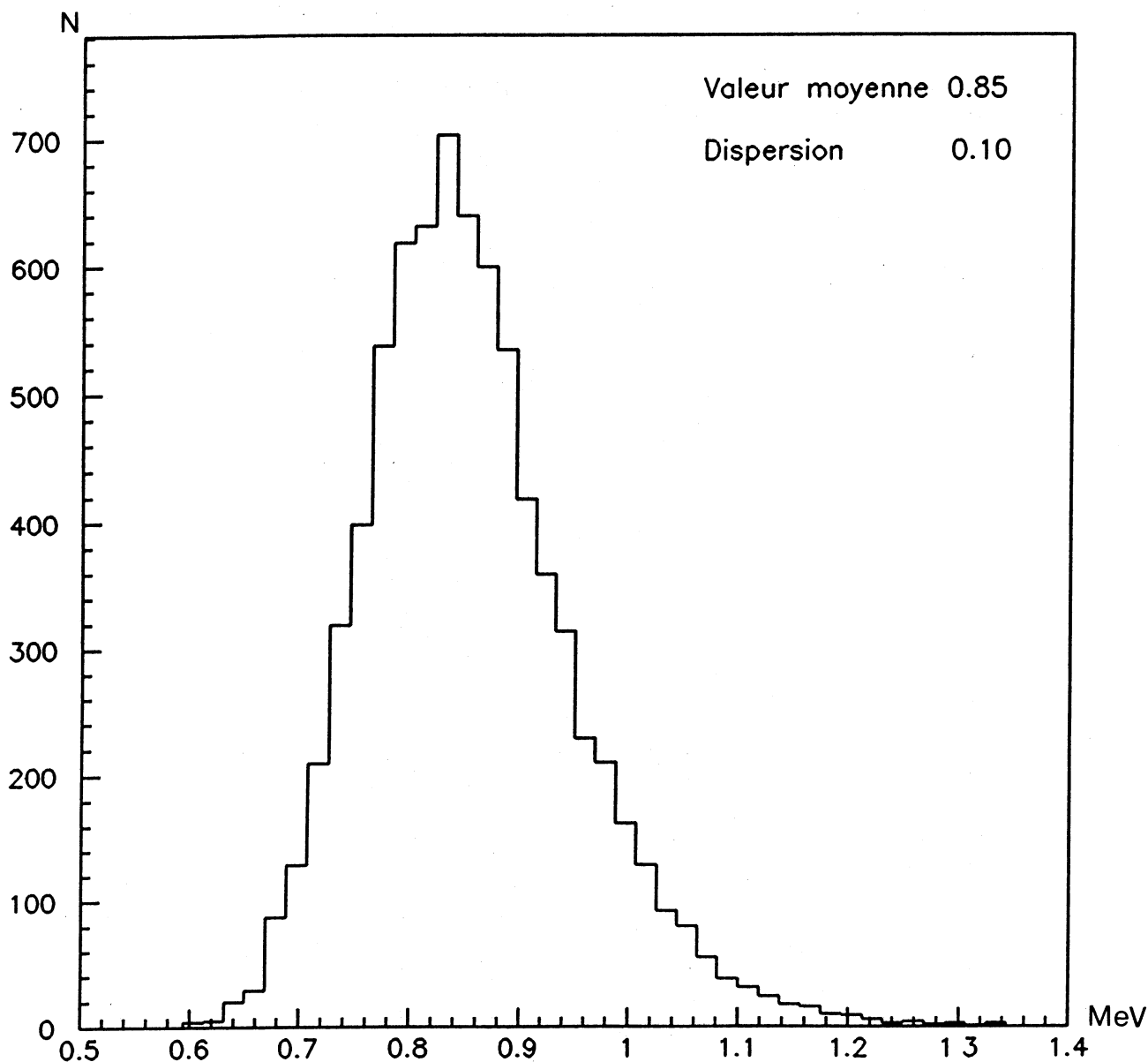


Figure IV-7 : Distribution du bruit en MeV pour les 7680 canaux

Bien entendu, une fraction du bruit total provient du bruit corrélé et nous avons essayé de l'estimer.

En utilisant les résultats des tests avec le générateur d'impulsions, nous pouvons calculer la fraction du bruit corrélé $R = \frac{\sigma_c}{\sigma_T}$ par canal (cf chapitre III § III-4).

La distribution du rapport R (mesurée carte par carte sur le premier demi-tonneau) est donnée dans la **figure IV-8** et nous obtenons la valeur moyenne de 16.5%.

La connaissance du bruit total et de la fraction du bruit corrélé pour chaque canal permet d'estimer un bruit non corrélé par canal, de valeur moyenne 1185 électrons.

Cette analyse a été réalisée sur un échantillon des voies du deuxième demi-tonneau conduisant à des résultats identiques.

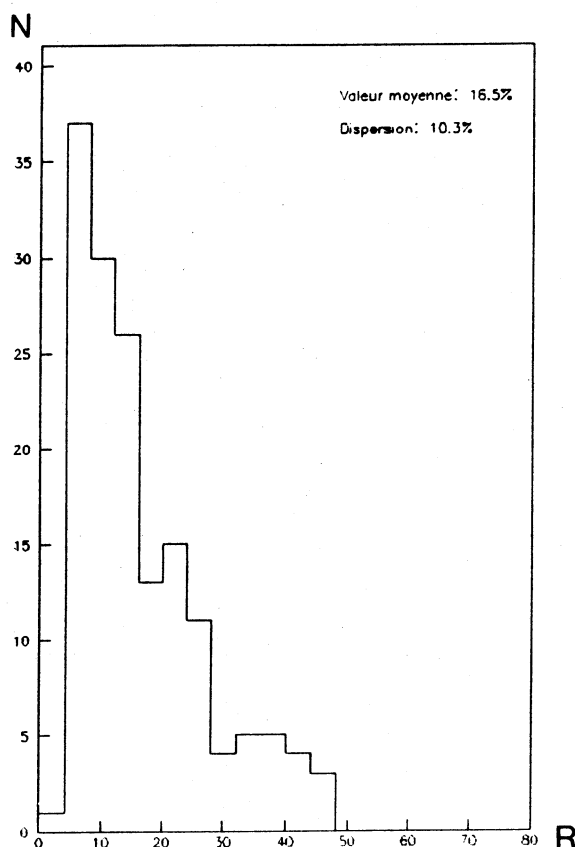


Figure IV-8 : *Distribution du rapport R pour le premier demi-tonneau*

En résumé, les caractéristiques principales des 7680 canaux sont les suivantes:

- a) Une faible dispersion des paramètres essentiels des 7680 PAC: 1.4% sur le gain de conversion et inférieur à 5% sur le niveau de bruit.
- b) Un bruit moyen par canal de l'ordre de 1200 électrons (c'est à dire 0.86 MeV) avec un facteur moyen de corrélation qui était, dans les conditions de mesure au montage, inférieur à 17%.

CONCLUSION

Les tests effectués avec la matrice de 100 cristaux de BGO ont été essentiels pour jauger des problèmes posés en vraie grandeur par la mesure précise de l'énergie des gerbes électromagnétiques de 2 à 50 GeV à l'aide d'un ensemble de cristaux de BGO couplés à des photodiodes. Les difficultés rencontrées et à surmonter ont différentes origines :

- * La lumière recueillie doit être uniformisée le long du cristal en maintenant un niveau moyen élevé. De nombreux essais ont été réalisés et les meilleurs résultats sont obtenus en recouvrant directement le cristal de peinture à haut pouvoir de diffusion.
- * Le taux de lumière émis dépend de la température du cristal. L'ensemble du tonneau est protégé des influences extérieures au moyen d'écrans thermiques permettant de minimiser les variations de température. Un ensemble de senseurs disposés à l'entrée ou à la sortie des cristaux contrôle en permanence la variation de température ainsi que son gradient le long du cristal permettant éventuellement une correction du signal.
- * La résolution en énergie attendue (de l'ordre de 1% à partir de 1 GeV) exige que les constantes de calibration soient obtenues avec une précision de trois pour mille. L'analyse des résultats de la matrice a permis de définir la meilleure méthode d'extraction de ces constantes (somme sur les signaux de sous matrice de 9 ou 25 cristaux).
- * La grande gamme dynamique nécessaire (de 100 MeV à 50 GeV) nécessite une électronique particulièrement performante. Le bruit électronique doit être maintenu aussi bas que possible. Notre étude a montré que si le bruit par voie est faible (1300 à 1400 électrons), compte-tenu de la surface de détection (3 cm^2), les corrélations entre les voies sont importantes. Il découle de l'étude du montage final que les corrélations provenant du dispositif frontal proprement dit (photodiodes + préamplificateurs de charge avec leur carte) sont faibles. Il conviendra

donc de porter nos efforts sur tous les éléments susceptibles d'avoir une influence sur le bruit corrélé (blindage renforcé, mises à la masse, découplage des alimentations...), étude qui ne pourra être efficace que dans la configuration finale du détecteur une fois installé dans son puits.

- * Enfin l'emplacement de l'électronique au coeur de l'appareillage (pour les pré-amplificateurs) ou dans son voisinage immédiat (électronique de premier niveau) exige une fiabilité très grande. La stabilité du fonctionnement de la matrice 1986 (remise en service en 1987) ainsi que les résultats de calibration effectués en 1987 et 1988 des deux demi-tonneaux où seulement une dizaine de voies ont été trouvées défaillantes indiquent que l'ensemble de l'électronique est fiable.

NOM : CHAKIR (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : Hamid		DATE de SOUTENANCE 20 janvier 1989	
TITRE : Etude et mise au point d'une portion de calorimètre à cristaux de BGO du détecteur L3 à LEP.			
NATURE :		Numéro d'ordre : 10-89	
DIPLOME DE DOCT. <input checked="" type="checkbox"/>	DOCTEUR- INGENIEUR <input type="checkbox"/>	DOCTORAT D'ETAT <input type="checkbox"/>	DOCTORAT DE 3e CYCLE <input type="checkbox"/>
		Spécialité : Physique nucléaire et des particules	
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis			CLASSE :
RESUME : <p>Dans le cadre de la préparation de l'expérience L3 sur LEP au CERN, cette thèse présente une étude d'une portion du calorimètre électromagnétique formée de 100 cristaux de germanate de bismuth (B.G.O). La lumière de scintillation de chacun des cristaux est lue par des photodiodes de grande surface (3cm²).</p> <p>L'électronique associée aux photodiodes est étudiée de façon détaillée depuis les pré-amplificateurs de charge (responsabilité spécifique du groupe de Lyon) jusqu'aux convertisseurs analogique-digital.</p> <p>En particulier, le rapport signal sur bruit est discuté en relation avec les performances du détecteur à basse énergie. Le bruit électronique obtenu par cristal est de l'ordre de 1300 électrons , soit 1.5 MeV B.G.O. Ce bruit électronique comporte une partie intrinsèque et une forte partie corrélée qui joue un rôle important à basse énergie dans la dégradation de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique.</p> <p>L'ensemble des résultats obtenus a permis d'atteindre le stade final de la construction du calorimètre électromagnétique.</p>			
MOTS-CLES : LEP-CERN - calorimètre électromagnétique - BGO - photodiodes - résolution en bruit - constantes de calibration - corrélation - Higgs.			
Laboratoire(s) de recherches : Hauts Energies Institut de Physique Nucléaire de Lyon I			
Directeur de recherches : J.P. BURQ			
Président du jury : M. GAILLARD			
Composition du jury : J.P. BURQ, J. FAY, M. QUERROU, M. SCHNEEGANS			154 pages